

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 40 • HEFT 2 • 1941

Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Kristallen

Von Wilhelm Mater

(Mit 18 Abbildungen)

Inhalt: Einleitung. — I. Katoptrik der Reflexkurven (Spiren). — II. a) Elliptische-, b) parabolische-, c) hyperbolische Spiren. — III. Abhängigkeit der Spiren von der Art und Lage der Netzebenen. — IV. Bestimmung der Lage und Art der Netzebenen aus den Spiren. — V. Geometrischer Ort der Schnittpunkte der verlängerten Reflexstrahlen. — VI. Die Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Steinsalz. — VII. Veränderliche Reflexstärke bei den Spiren. — VIII. Abweichungen von der Spirenform. (Röntgenstrahlenbrechung). — IX. Knotenbildung der Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Steinsalz. — Zusammenfassung. — Angeführte Schriften.

Einleitung

Beschäftigt mit Untersuchungen über die Optik des Asterismus bei Mineralien, traf der Verfasser beim Suchen nach einschlägigen Arbeiten auf die von H. Seemann¹⁾ und erkannte gewisse Ähnlichkeiten, sowohl bei den abgebildeten Kurven, als bei den Darlegungen, mit seinen eigenen Feststellungen, die in einer mineralogischen Fachzeitschrift zum Abdruck kommen werden. Insbesondere ließen eigentümliche, wiederholt auftretende Abweichungen von der Form der Ellipsen und Hyperbeln, was nach Seemann die Reflexkurven der Röntgenstrahlen an Steinsalz darstellen sollten, alsbald erkennen, daß hier eine erzwungene und deshalb unrichtige Erklärung vorliegt. Dem wurde weiter nachgegangen, und das Ergebnis bringen die nachfolgenden Abschnitte.

I. Katoptrik der Reflexkurven (Spiren)

In der Abb. 1 sind die Weitwinkeldiagramme der Abb. 10, 11, 12 und 13, die Seemann mit verschiedenen Brennweiten für die Cu-K-Röntgenstrahlung gegenüber einer Steinsalzsplattfläche auf Filmen herstellte, zeichnerisch vereinigt und zwar bezogen auf die maßstäblichen Verhältnisse der Abb. 10 Seemanns. Letzterem Diagramm liegt bei einer Verkleinerung von 0,75 ein wirklicher Abstand von 19,9 mm zwischen dem Brennfleck F , in dessen Niveau

1) H. Seemann, Ann. d. Phys. [5] 7. S. 633. 1930.

sich der Film befindet, und der Spaltfläche zugrunde, so daß für die Abb. 1 dieser Abstand FH 14,4 mm beträgt. Aus der Abb. 1 kann man ersehen, daß die Reflexkurven (Interferenzkurven) der

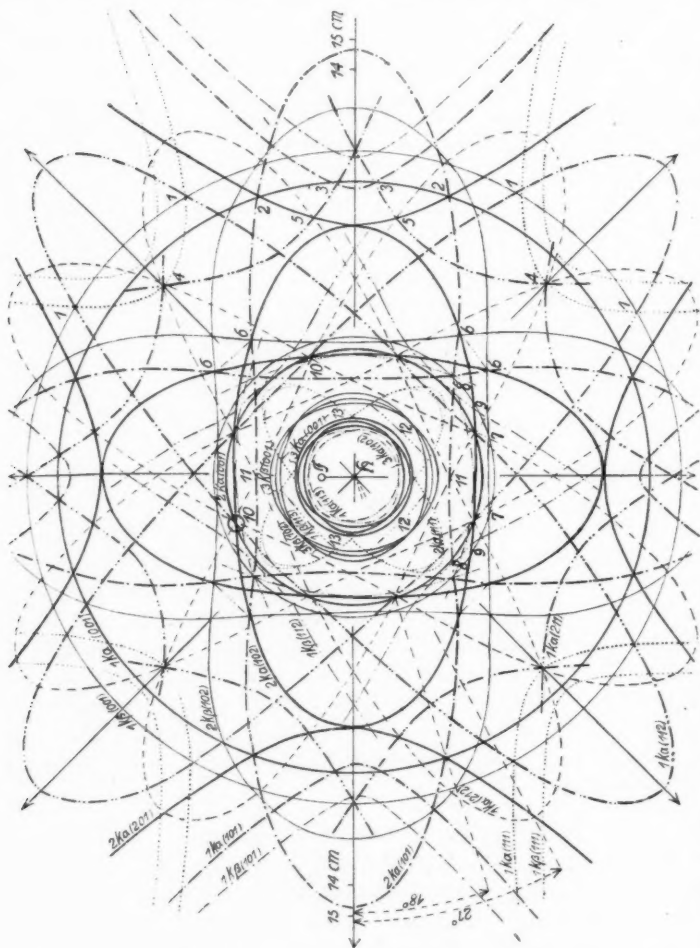


Abb. 1. Weitwinkeldiagramm der Cu-K-Röntgenstrahlung gegenüber einer Steinsalzspaltfläche, gezeichnet nach den von Seemann aufgenommenen Weitwinkeldiagrammen. Die zu den einzelnen

Röntgenstrahlen für die drei ersten Ordnungen von K_α und K_β , teils Kreise sind, teils ellipsen- und hyperbelähnliche, teils eigentümlich langgezogene zweiseitig symmetrische Kurven darstellen, die an den Enden ihrer kürzeren Durchmesser eingedrückt sind und an Lemniskaten erinnern. In der Beschreibung, welche Seemann

seiner Abb. 11 hinzufügt, drückt er die Mutmaßung aus, daß diese Abweichungen von der Ellipsenform dadurch zustande kämen, daß der Film nicht plan lag, was aber kaum der Fall war und, nach der symmetrischen Gleichartigkeit der anderen Kurven zu urteilen, auch kaum der Fall sein könnte.

Mit der Abb. 2, welche, soweit möglich, die gleichen Bezeichnungen wie die Abb. 2 von Seemann trägt, wird die Katoptrik der von F aus divergierenden Röntgenstrahlung gegenüber den parallelen Netzebenen n dargestellt, die unter dem δ ein Spaltstück nach (001)

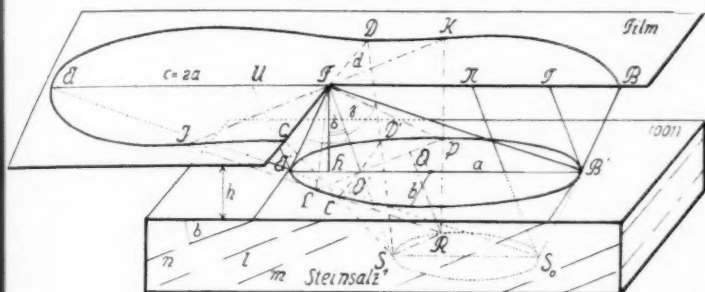


Abb. 2. Katoptrik selektiver Röntgenstrahlung, die von F ausgeht, an Steinsalz reflektiert und von einem zu dessen Oberfläche parallel gelagerten Film aufgefangen wird

von Steinsalz durchsetzen, wobei die zurückgeworfene Strahlung von einem F durchschneidenden Film aufgefangen wird. Da einer Röntgenstrahlung bestimmter Wellenlänge für jede Netzebene ein besonderer Reflexionswinkel entspricht, hier $90 - \gamma$, so folgt, daß die von F ausgehenden Strahlen, welche mit allen Netzebenen n den Einfallswinkel γ bilden, auf dem Mantel eines Kegels mit der Spitze F liegen, dessen Achse FO' zu der Netzebenenrichtung senkrecht steht, so daß $\angle OFH = \delta$; und welchem der halbe Öffnungswinkel γ zukommt. Die Schnittkurven des von F aus sich öffnenden Kegels mit der Steinsalzplatte sind je nach den Größenverhältnissen von δ und γ Ellipsen, Parabeln oder Hyperbeln.

Obgleich nun Seemann betont, daß der Rückwurf der Strahlung an der Oberfläche des Steinsalzes bzw. an den Enden der austretenden Netzebenen einer Art nicht auf einer Fläche zweiter Ordnung erfolgt, so spricht er trotzdem die Schnittkurven dieser fraglichen Fläche mit dem Film als Ellipsen und Hyperbeln an, was unmöglich ist. Mit der Abb. 7 vollzieht Seemann sogar den Rückschluß, ausgehend von der vermeintlichen elliptischen Reflex-

kurve auf der Filmebene in Verbindung mit der Ellipse auf der Steinsalzfläche, daß der Einschnürungsquerschnitt, richtiger unterer Abschluß, $S_1 R S_0$ der Reflexstrahlenfläche fraglicher Ordnung unterhalb der Steinsalzoberfläche wiederum eine Ellipse sei. Letzteres trifft wohl zu, wird aber von ganz anderen Faktoren bedingt, was weiter unten erläutert wird.

Aus dem Längsschnitt $AFBS_0$, in dem der Strahlenverlauf FAA' bzw. $FB'B$ ist, wobei die Einfallslotse UA' und TB' zu FO' parallel sind, ergibt sich, daß $AF = FB = c = A'B' = 2a$ ist. Gleichartig gilt für jeden anderen axialen Schnitt, so etwa für $IFKR$. Der Strahlengang ist FPK bzw. FLI und die nicht eingezeichneten Einfallslotse wären wiederum FO' parallel. Aus den Parallelogrammen $IFPL$ und $FLPK$ folgt $IF = FK = LP$, d. h. allgemein. Die Radien der vom Film aufgefangenen Reflexkurve ADB sind gleich den durch die axiale Spur O' gehenden parallelen Sehnen der reflektierenden Kurve $A'D'B'$ auf der Steinsalzfläche.

In der Querschnittsebene $CFDS_1$ insbesondere ist der Radius $FD = d = C'D'$ gleich der zum Längsdurchmesser der reflektierenden Ellipse in O' senkrechten Sehne.

IIa. Elliptische Spiren

Um die analytische Gleichung der auf dem Film entstandenen Kurve $ADBC$ zu erhalten, braucht man ausgehend von der Reflexkurve $A'D'B'C'$ nur die Gleichung der Kurve zu entwickeln, die entsteht, wenn durch einen beliebigen Punkt O ihres großen Durchmessers Radien gezogen und gleich den zugehörigen Sehnen der Stammellipse gemacht werden.

In der Abb. 3 entspricht die Ellipse $A'P'B'$ der auf der Steinsalzoberfläche wirksamen Schnittellipse $A'D'B'C'$ (Abb. 2) des von F ausgehenden Strahlenkegels mit dem axialen Auftreffpunkt O' , der von F den Abstand e habe. Die Gleichung der Ellipse mit den Achsen a und b bezogen auf O' lautet:

$$(1) \quad \frac{(e-x)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

und in Polarkoordinaten ausgedrückt:

$$(2) \quad r^2(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi) - 2b^2 e r \cos \varphi - a^2 b^2 + b^2 e^2 = 0.$$

Für $O'P' = r'$ ergibt sich aus (2)

$$(3) \quad r' = \frac{2b^2 e \cos \varphi + \sqrt{4b^4 e^2 \cos^2 \varphi - 4(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi) \cdot (b^2 e^2 - a^2 b^2)}}{2(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)}$$

und analog für $O'S' = O'V' = r''$

$$(4) \quad r'' = \frac{-2b^2 e \cos \varphi + \sqrt{4b^4 e^2 \cos^2 \varphi - 4(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)(b^2 e^2 - a^2 b^2)}}{2(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)};$$

folglich mißt die ganze Sehne

$$(5) \quad \begin{cases} P'S' = r' + r'' = PO' = r \\ = \frac{2b \cdot \sqrt{b^2 e^2 \cos^2 \varphi + (a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)(a^2 - e^2)}}{a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi} \end{cases}$$

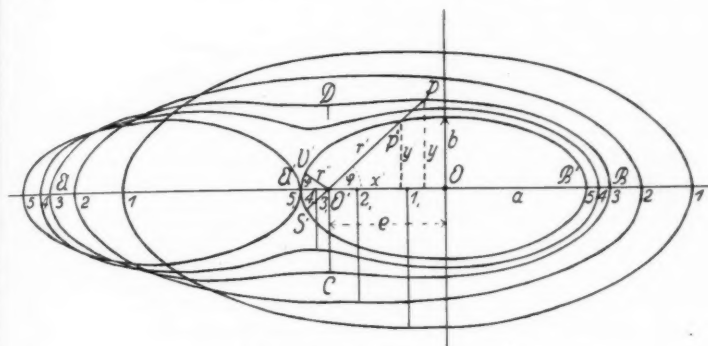


Abb. 3. Elliptische Spiren

und damit ist auch die Polargleichung der Kurve $ADPBC$ ausgedrückt. Der Übergang zu Parallelkoordinaten mit O' als Mittelpunkt führt zu der Gleichung:

$$(6) \quad b^4 x^4 - 4a^2 b^4 x^2 + 2a^2 b^2 x^2 y^2 - 4a^2 b^2 (a^2 - e^2) y^2 + a^4 y^4 = 0$$

oder

$$(7) \quad (b^2 x^2 + a^2 y^2)^2 - 4a^2 b^4 x^2 - 4a^2 b^2 (a^2 - e^2) y^2 = 0.$$

Diese Gl. (7) von der 4. Ordnung mit rein quadratischen Gliedern für x und y stellt eine Kurve dar, die zur X- und Y-Achse symmetrisch ist.

$$(8) \quad \text{Bei } y = 0 \text{ ist } x = 2a; \text{ bei } x = 0 \text{ ist } y = \frac{2b \cdot \sqrt{a^2 - e^2}}{a}.$$

$$(9) \quad \text{Für } e = 0 \text{ geht die Gl. (6) über in: } \frac{x^2}{4a^2} + \frac{y^2}{4b^2} = 1,$$

d. h. in eine Ellipse mit doppelt so großen Achsen, wie sie der Ausgangsellipse zukommen.

Für $e = a$ geht die Gl. (6) über in:

$$(10) \quad y^2 = \frac{2b^2 x}{a} - \frac{b^2 x^2}{a^2}, \text{ und } \frac{b^2}{a} = p \text{ ergibt } y^2 = 2p x - \frac{p}{a} x^2.$$

Das ist die Scheitelgleichung einer Ellipse, welche mit der Stammellipse kongruent ist.

In der Abb. 3 sind mit verschiedener Exzentrizität von O' (1—5), die zur Stammellipse gehörigen Quartiken (1—5) gezeichnet. Charakteristisch ist die mit steigender Exzentrizität sich immer stärker entwickelnde Einschnürung an den Enden der kleinen Achse. Mathematisch gehören diese Kurven zu den bizirkularen Quartiken, zu den spirischen Linien des Perseus (130 v. Chr.). Wenn diese Linien hier kurzweg Spiren genannt werden, so geschieht dies aus praktischen Gründen, obgleich nach Sturm auch dem Wulst die Bezeichnung Spire zukommt. Schnitte parallel zur Achse geben beim Wulst spirische Linien, im engeren Sinne Lemniskaten, doch dürften die hier behandelten Spiren nicht bei dem Wulst entstehen, der sich durch Rotation eines Kreises, sondern durch die einer Kurve zweiter Ordnung bildet. Übrigens bezeichnet Sturm selbst die Hippopede als schleifenförmige Spire (schlichte Lemniskate).

Loria erwähnt aus älterem Schrifttum die gleiche Konstruktion solcher spirischen Linien, wie sie hier beschrieben werden, jedoch nicht ausgehend von der Ellipse, sondern vom Kreis. Hierbei ist die erhaltene Quartike eine Lemniskate von Booth, und je nachdem O' innerhalb oder außerhalb des Kreises liegt, ist diese elliptisch oder hyperbolisch, und wenn $e = R\sqrt{2}$, stellt sich die Bernoullische Lemniskate (schlichte Lemniskate) ein.

Setzt man in Gl. (5) $b = a$, so folgt:

$$(11) \quad r = 2\sqrt{a^2 - e^2 \sin^2 \varphi}; \quad e = a\sqrt{2} \quad \text{ergibt} \quad r^2 = 4a^2 \cdot \cos 2\varphi.$$

Diese vom Kreis abstammenden Lemniskaten kommen für die Reflexion von Röntgenstrahlen an Mineralflächen nicht in Betracht, da beim Entstehen eines Kreises als Schnittkurve des vom Brennfleck ausgehenden Strahlenkegels derselbe zur Mineralfläche axial senkrecht stehen muß. Letztere deckt sich in diesem Fall mit einer Netzebene, so daß aus dem Stammkreis wieder ein Kreis hervorgeht.

IIb. Parabolische Spiren

Ausgehend von der Scheitelgleichung der Parabel $y^2 = 2px$ lassen sich die Gleichungen dieser Spiren in Polar- und Parallelkoordinaten ähnlich herleiten, wie bei den elliptischen Spiren, weshalb nur die Ergebnisse angeführt seien:

Polargleichung der parabolischen Spiren

$$(12) \quad r = \frac{2\sqrt{p^2 \cos^2 \varphi + 2pe \sin^2 \varphi}}{\sin^2 \varphi};$$

in Erscheinung treten. Bei den erwähnten Vorkommen in den Weitwinkeldiagrammen handelt es sich um sehr weit gespannte elliptische Spiren, die sich den parabolischen Spiren nähern.

IIc. Hyperbolische Spiren

Die Ableitung ihrer Gleichungen aus

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$$

geschieht wie bei den elliptischen Spiren und der Unterschied der Gleichungen liegt nur in den Vorzeichen.

Polargleichung der hyperbolischen Spiren:

$$(14) \quad r = \frac{2b\sqrt{b^2 e^2 \cos^2 \varphi - (b^2 \cos^2 \varphi - a^2 \sin^2 \varphi)(e^2 - a^4)}}{b^2 \cdot \cos^2 \varphi - a^2 \sin^2 \varphi};$$

Parallelkoordinatengleichung der hyperbolischen Spiren:

$$(15) \quad b^4 x^4 - 4a^2 b^4 x^2 - 2a^2 b^2 x^2 y^2 - 4a^2 b^2 (e^2 - a^2) y^2 + a^4 y^4 = 0$$

oder

$$(16) \quad (b^2 x^2 - a^2 y^2)^2 - 4a^2 b^4 x^2 - 4a^2 b^2 (e^2 - a^2) y^2 = 0.$$

Für $e = 0$ erhält man aus Gl. (15)

$$(17) \quad \frac{x^2}{4a^2} - \frac{y^2}{4b^2} = 1,$$

also eine Hyperbel mit doppelt so großen Achsen, wie sie der Stammhyperbel eigen sind.

Wird $e = a$ gewertet, erhält man:

$$y^2 = \frac{2b^2 x}{a} + \frac{b^2 x^2}{a^2};$$

$$(18) \quad \frac{b^2}{a} = p \text{ gesetzt, ergibt } y^2 = 2p x + \frac{p}{a} x^2,$$

was die Scheitelfgleichung einer Hyperbel darstellt.

Mit der Abb. 5 sind für den rechtsseitigen Ast ACB einer Hyperbel mit dem Mittelpunkt in O die hyperbolischen Spiren 1, 2, 3, 4, denen die graphischen Zentren $1_1, 2_1, 3_1, 4_1$ entsprechen, wiedergegeben. Es entwickeln sich also aus einem Hyperbelast zwei Äste der zugehörigen Spire, und die Scheitelabstände von der großen Hyperbelachse sind gleich der zur Hauptachse senkrechten Hyperbelsehne im Entwicklungspunkt; so ist bei der Spire 1: $DO' = CE$. Fällt O' mit A zusammen, dann ist der obere hyperbolische Spirenast $4AB$, der untere $4'AE$. Sämtliche rechtsseitigen Spirenäste streben asym-

ptotisch den Enden der Hyperbel zu, überschreiten aber die Asymptoten selbst ab eines gewissen, jedoch nicht näher bestimmten Wertes von d ; so 3- und dies gesteigert bis zur Kurve 4.

III. Abhängigkeit der Spiren von der Art und Lage der Netzebenen

Jede Netzebene eines Minerals bestimmt einen besonderen Öffnungswinkel 2γ für den sich einstellenden Reflexionskegel aus allseitig radialer Röntgenstrahlung. Die Abweichung δ der Achse dieses Kegels von der Vertikalen ist gleich dem Winkel, mit dem die Netzebene gegen die Oberfläche des Minerals ausstreicht. Die wechselnde Größe dieser Winkel γ und δ bedingt nachfolgende Fälle, welche mit den Abb. 6 und 7 wiedergegeben sind.

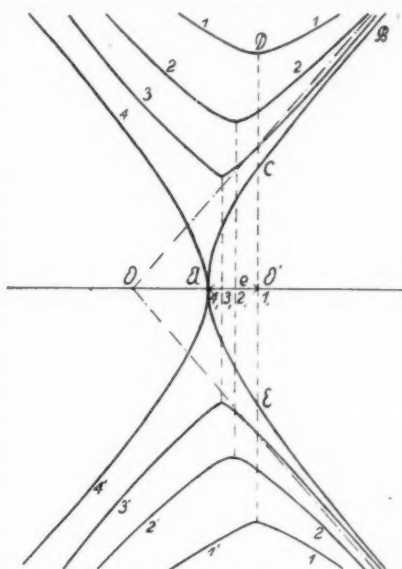


Abb. 5. Hyperbolische Spiren

1. Ist $\delta = 0$, d. h. fällt die Netzebene mit der Mineraloberfläche zusammen, dann ist sowohl die reflektierende Kurve auf dem Mineral, als die reflektierte auf dem Film ein Kreis, welcher letzterem ein doppelt so großer Halbmesser zukommt, als ersterem; immer unter der Voraussetzung, daß der Brennfleck in der Filmebene liegt.

2. Wenn $\delta + \gamma < 90^\circ$, dann wird die reflektierende Kurve zur Ellipse, die reflektierte zu einer elliptischen Spire und als Unterfälle ergeben sich:

2a. Ist $\gamma > \delta$, so liegt die Kegelspitze über der Ellipse, wie in Abb. 2, und für die große Achse a der Stammellipse errechnet sich:

$$(19) \quad a = h [\operatorname{tg}(\gamma + \delta) + \operatorname{tg}(\gamma - \delta)].$$

2b. Ist $\gamma = \delta$, so liegt die Kegelspitze vertikal über dem Scheitel der Ellipse und es errechnet sich:

$$(20) \quad a = h \operatorname{tg} 2\delta.$$

2c. Ist $\delta > \gamma$, so liegt die Kegelspitze F vertikal außerhalb der Ellipse und es errechnet sich:

$$(21) \quad a = h [\operatorname{tg}(\delta + \gamma) - \operatorname{tg}(\delta - \gamma)].$$

3. Wenn $\delta + \gamma = 90^\circ$, dann wird die reflektierende Kurve eine Parabel, zu der eine parabolische Spire mit zwei Ästen gehört, dabei ergibt sich weiterhin:

3a. Ist $\gamma > \delta$, so wird der Parameter der Parabel

$$(22) \quad p = h[2 \operatorname{tg}(\gamma - \delta) + \operatorname{tg} \delta]$$

und die Kegelspitze liegt über dem Parabelausschnitt.

3b. Ist $\gamma = \delta$, so ist

$$(23) \quad p = h$$

und die Kegelspitze liegt vertikal über dem Scheitel der Parabel.

3c. Ist $\delta > \gamma$, so ist

$$(24) \quad p = h(\operatorname{tg} \delta - 2 \operatorname{tg}(\delta - \gamma))$$

und die Kegelspitze liegt vertikal außerhalb des Parabelausschnitts.

4. Wenn $\delta + \gamma > 90^\circ$, dann wird die reflektierende Kurve zu einer einästigen Hyperbel und die reflektierte zu einer hyperbolischen Spire mit zwei Ästen, wobei unterschieden werden kann:

4a. Ist $\gamma > \delta$, so ist

$$(25) \quad a = h[\operatorname{ctg}(\delta + \gamma - 90) - \operatorname{tg}(\gamma - \delta)]$$

und die Kegelspitze liegt vertikal über dem Hyperbelausschnitt.

4b. Ist $\delta = \gamma$, so ist

$$(26) \quad a = h \cdot \operatorname{ctg}(2\delta - 90)$$

und die Kegelspitze liegt vertikal über dem Scheitel der Hyperbel.

4c. Ist $\delta > \gamma$, so ist

$$(27) \quad a = h(\operatorname{ctg}[\gamma + \delta - 90] + \operatorname{tg}(\delta - \gamma))$$

und die Kegelspitze liegt vertikal außerhalb des Hyperbelausschnitts. In der Abb. 6 sind unten im Vertikalschnitt die von F ausgehenden Kegelspitzen für verschiedene Werte von δ eingetragen und für $\delta = 54^\circ$ der Strahlenverlauf $FA'C$ und $FB'D$ bei $\gamma = 30^\circ$. Im oberen Grundriß sind die reflektierenden Kurven, also die Kegelschnitte für die verschiedenen δ bei stets gleichem $\gamma = 30^\circ$ wiedergegeben. Zu dem Wert $\delta = 0^\circ$ gehört der Kreis, zu den Werten $\delta = 20, 40, 50, 54^\circ$ Ellipsen, zu $\delta = 60^\circ$ die Parabel und zu $\delta = 68^\circ$ die Hyperbel.

Für diese reflektierenden Kegelschnitte auf der Oberfläche des Minerals sind in Abb. 7 die entsprechenden reflektierten Kurven gezeichnet worden. Es sind ein Kreis, vier elliptische Spiren, mit den charakteristischen Flachstrecken bzw. Einschnürungen, dann eine parabolische Spire, welche mit ihren gewölbten Ästen dem Unendlichen zustrebt und schließlich zwei hyperbolische Spiren. Eben um das Gegensätzliche der Annahmen Seemanns mit den hier

gem.
zum



Abb.
versch



Abb.

gemachten Feststellungen sinnfällig zu machen, wurde die Abb. 7 zum Vergleich mit der Abb. 9 Seemans hergestellt, welche auch

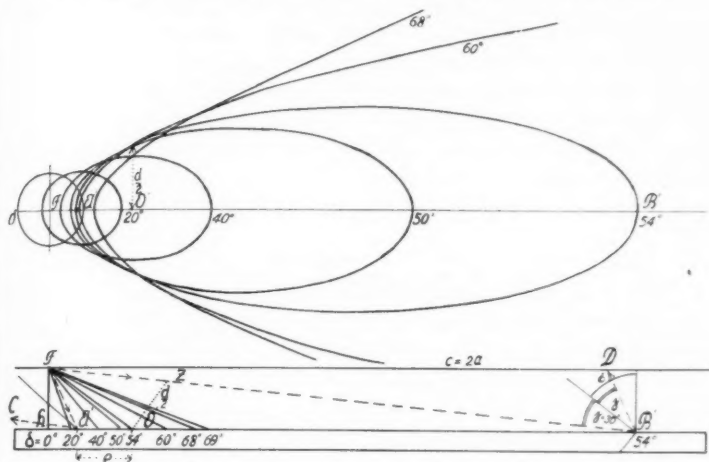


Abb. 6. In Aufsicht die Kegelschnitte und im Durchschnit die Achsenlage verschiedener von F ausgehender Reflexkegel gegenüber einer Steinsalzplatte

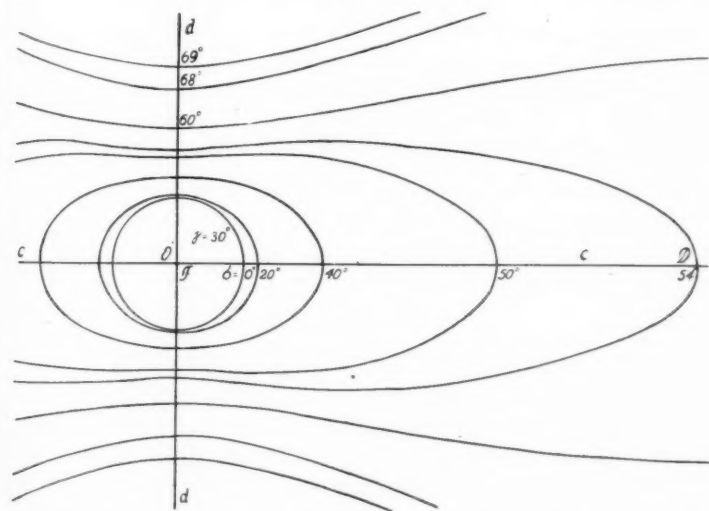


Abb. 7. Die Reflexkurven (Kreis, elliptische-, parabolische- und hyperbolische Spiralen), welche zu den Stammkurven der Abb. 6 gehören

die reflektierten Kurven für wechselnde δ , aber bei $\gamma = 40^\circ$ wieder. In Seemanns Abb. 9 handelt es sich um Kegelschnitte und die kennzeichnenden Einschnürungen der Spiren fehlen. Als Übergang von den Ellipsen zu den Hyperbeln schieben sich bei Seemann zwei gerade Linien für $\delta + \gamma = 90^\circ$ ein, sie sollen die Enden einer Parabel darstellen, was aber sowohl für Kegelschnitte, als auch für Spiren unmöglich ist. Hier sei eingefügt, daß Seemann auch noch in seiner Abhandlung über „Beugung und Mosaik von Einkristallen im Weitwinkeldiagramm“ i. J. 1938 an Ellipsen und Hyperbeln für die Reflexkurven festhält.

IV. Bestimmung der Lage und Art der Netzebenen aus den Spiren

Bei Weitwinkeldiagrammen der Röntgenstrahlung gegenüber einer Mineralplatte entsprechen die Einfallsrichtungen der Netzebenen den Längssymmetrielinien der elliptischen und parabolischen Spiren, während bei hyperbolischen Spiren das Mittellot zur Verbindungslinie ihrer Scheitel damit zusammenfällt.

Um den Neigungswinkel δ einer Netzebene und deren Reflexionswinkel $90 - \gamma$ gegenüber spektral ausgewählter Röntgenstrahlung aus einer Spire zu bestimmen, muß nach Neigung δ und Öffnung γ der Kegel bestimmt werden, welcher von einem Punkt F aus im Abstand h von der Mineraloberfläche nach der Reflexion die beobachtete Spire erzeugt. Obgleich die drei nachfolgenden Bestimmungsmethoden für δ und γ aus der Form der elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Spiren grundsätzlich übereinstimmen, zeigen sich doch erhebliche Unterschiede bei der Anwendung, so daß sie getrennt behandelt werden müssen.

a) Bestimmung von δ und γ aus elliptischen Spiren

Bezeichnet man die große Achse der Spire mit c , ihre kleine mit d , während für die der zugehörigen Stammellipse a und b bleiben, so ist nach Gl. (8):

$$(28) \quad c = 2a; \quad d = \frac{2b \cdot \sqrt{a^2 - e^2}}{a}.$$

Bekannt ist c , somit auch a ; bekannt ist weiterhin d , aber weder b noch e , so daß sich die Stammellipse rechnerisch nicht gewinnen läßt. Auch mit den Gl. (19—21) ist es unmöglich δ und γ zu bestimmen, da a und h allein nicht genügen. Mittels Zeichnung lassen sich jedoch die Schwierigkeiten beheben. In der Abb. 8 verlaufen die Geraden AB und $A'B'$, welche die Schnitte durch den Film und die Mineraloberfläche darstellen, im Abstand h , den der Brennfleck vom Mineral hat, parallel zueinander. $A'B'$ wird gleich der Längsachse c der

gegebenen Spire gemacht. Um F zu erhalten, zieht man $JL \parallel A'B'$ im halben Abstand $d/2$ der kleinen Achse d der Spire und zeichnet dann für beliebige Punkte 1—6 von AB die axialen Kegelschnitte, so etwa $A'6B'$ gegenüber $A'B'$. Trägt man nun auf den Ordinatenrichtungen der Punkte 1—6 von der Mineralgrenze aus die zugehörigen Radien der Kegelquerschnitte, so etwa für Punkt 6 die Strecke $76' = 89$ ab, so erhält man eine interpolierende Kurve, deren Schnitt V mit JL den gesuchten Punkt F ergibt und damit auch den Kegel $A'FB'$.

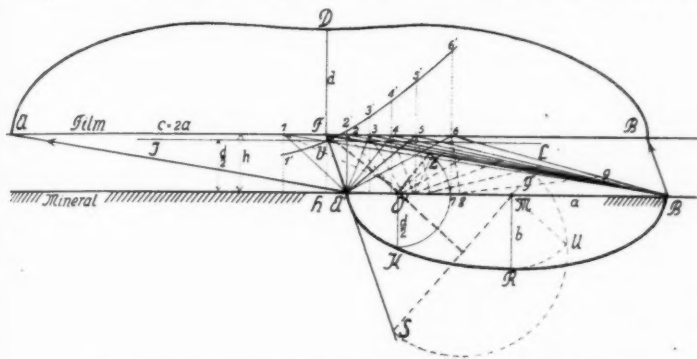


Abb. 8. Bestimmung des Reflexkegels und der Stammkurve aus einer elliptischen Spire

Nunmehr kann man die gegebene Spire mit F als Mittelpunkt übertragen. Will man die kleine Achse b der Stammellipse zur Spire ADB bestimmen, so fällt man von der Mitte M von $A'B'$ auf die Verlängerung von FO' das Lot ST und beschreibt darüber den Halbkreis, dann ist das Lot MU zu $MS = b$. In der aus a und b konstruierten Ellipse $A'RB'$ ist $OK = OZ = \frac{d}{2}$. Der Winkel HFO' ist der gesuchte Winkel δ und der halbe Öffnungswinkel $A'FO'$ der Winkel γ .

Seemann benützt zur Bestimmung von δ und γ ein geometrisches Drehverfahren, das grundsätzlich richtig, aber langwierig und weniger genau als die geschilderte Methode ist.

b) Bestimmung von δ und γ aus parabolischen Spiren

In der Abb. 9 sind die Bezeichnungen gleichartig wie in der Abb. 8. Da $\gamma + \delta = 90^\circ$, gestaltet sich die Konstruktion des Reflexkegels besonders einfach. $A'1Q - A'6Q$ stellen die axialen Schnitte beliebig zu wählender Strahlenkegel dar, deren Spitzen stets in der Entfernung h vom Mineral liegen und auf denselben Parabeln ausschneiden. Die Lote zu den Enden der Kegelachsen, so 89 zu der

Achse 68, ergeben die Ordinaten zur Hilfskurve $1' - 6'$, welche die Parallele JL zum Mineral im Abstand $d/2$ in V schneidet. Vertikal darunter liegt F , die Spitze des gesuchten Strahlenkegels, bei dem der Strahl $FA'H$ streifend reflektiert. HFO' ist der Winkel δ und $A'FO'$ der Winkel γ ; außerdem kann nun von F aus die gegebene Spire übertragen werden. Der Berührungspunkt T des Kreises mit $A'O'$, der außerdem AF und FQ berührt, ist der Brennpunkt der Stammparabel AS , die sich nunmehr zeichnen läßt, und es ist $O'S = O'Z = \frac{d}{2}$. Die einfachste Konstruktion für F ist offen-

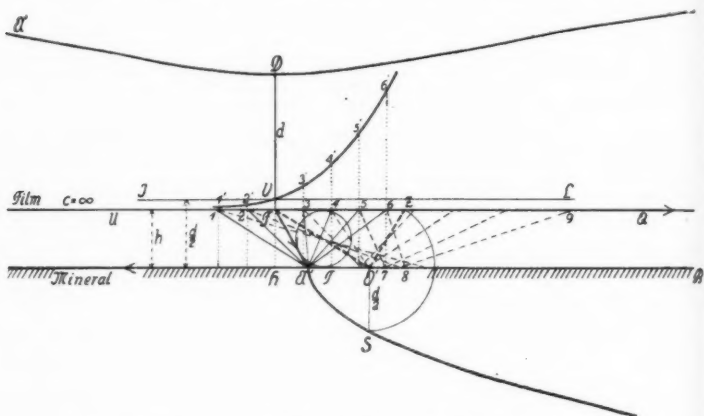


Abb. 9. Bestimmung des Reflexkegels und der Stammkurve aus einer parabolischen Spire

bar die, um einen beliebigen Punkt O' von $A'B'$ mit $d/2$ einen Kreisbogen zu beschreiben, der die Parallele UQ in Z schneidet; dann errichtet man in O' das Lot $O'F$ zu $O'Z$ und macht den Winkel $O'FA'$ gleich dem Winkel $O'FZ$ und hat so δ und γ gewonnen.

c) Bestimmung von δ und γ aus hyperbolischen Spiren

Da Seemann die in den Weitwinkeldiagrammen auftretenden hyperbelähnlichen Bögen als wirkliche Hyperbeln erachtet und zur Berechnung von δ und γ die Mittelpunkts Gleichung der Hyperbel zugrunde legt, führt dies zu falschen Ergebnissen. Indessen liegen bei den hyperbolischen Spiren eine Reihe von Schwierigkeiten vor, um einwandfreie Werte für δ und γ gewinnen zu können. Deshalb sollen die hier vorliegenden katoptrischen Verhältnisse unter Zuhilfenahme der Abb. 10 näher betrachtet werden. Von den Richtungen

des von F ausgehenden Strahlenkegels, für den auch der nach links oben strebende Scheitelkegel dargestellt ist, bestimmt der Strahl FP durch Reflexion den Punkt D , den Scheitel des einen Astes der hyperbolischen Spire. Die Ebene $FO'PD$ steht zu der rückwärtigen Vertikalebene senkrecht und aus geometrischer Betrachtung ergibt sich $DT = TF = O'P$. Augenscheinlich ist, daß die von F ausgehenden Strahlen, welche noch weiter als FP vom Scheitel der Stammyperbel abliegen, auch immer weiter von D abgelegene reflektierte Punkte ergeben, die schließlich ins Unendliche rücken und zwar in Richtung der Hyperbelasymptote MQ . Obgleich bereits aus Abb. 4 be-

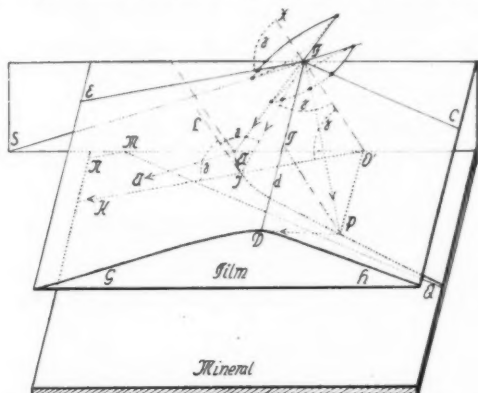


Abb. 10. Katoptrik von F aus divergierender selektiver Röntgenstrahlung, wenn die reflektierende Kurve eine Hyperbel ist

kannt geworden ist, daß die hyperbolischen Spiren zweifach symmetrisch sind, und mithin der Zweig DG der anderen Hyperbelasymptote MN zustrebt, so bleibt doch zu erklären, wie sich dies mit dem Strahlungsverlauf verträgt, denn der Strahl FA' reflektiert mit $A'A$ in das Mineralinnere, FP aber nach D , somit muß sich dazwischen ein Strahl vorfinden, der streifend reflektiert wird. Dies ist für den Strahl FJ der Fall, welcher mit seinem Einfallslot JL in einer Ebene liegt, die durch die Achse FO' gehend, der Asymptote MN parallel verläuft. Diese Ebene schneidet den Film längs der zu $O'K$ parallelen Mantellinie FE des Scheitelkegels.

Mithin ist $\angle FO'J = \angle XFE = \gamma$, und das Dreieck FJO' ist bei J gleichschenkelig. Ferner ist $\angle LJK = \angle LJJ = \angle FO'J$, d. h. der Strahl FJ wird streifend nach JK reflektiert in Richtung der Asymptote MN , da $MN \parallel EF$, wie auch $MQ \parallel FC$. Diese Betrachtungen schaffen die Möglichkeit, wie es in der Abb. 11

daß dagegen Abhilfe möglich erscheint. Da die Mitte P von $O'D$ gemäß der Abwandlung der Spire aus einer Hyperbel bereits ein Punkt der Stammhyperbel ist, so kann mit Hilfe dieses Punktes und den Asymptoten der Spire, welche auch die der Hyperbel sind, letztere gezeichnet werden, denn die zwei Abschnitte einer verlängerten Sehne sind bei einer Hyperbel zwischen ihr und den Asymptoten einander gleich. Man zieht also beispielsweise die Sehne ac durch P und macht $ab = Pc$; derart gewinnt man die Stammhyperbel mit ihren Scheiteln A' und B' . Um nun die Spitze F in Filmhöhe UQ zu gewinnen, von der aus der Kegel absetzt, welcher die Hyperbel hervorruft, verfährt man nach der bereits geschilderten Methode. Zu beliebigen Kegelspitzen 1, 2, 3, werden die axialen Kegel-durchschnitte gezeichnet, so beispielsweise $A'35$, dann die Medianen, so 34, und hierzu die Lote, so 45, bis zum Schnitt mit den Schenkeln. Macht man weiterhin die Ordinaten durch die Kegelspitzen, so $63' = 45$, gleich den Loten, so gewinnt man eine Hilfskurve, welche die durch P zu UQ parallele Gerade JL in V schneidet. Vertikal darunter liegt F , die Achse des Kegels $A'FB'$ ist OF , das Lot $O'Z = \frac{d}{2}$, der Winkel $A'FH$ der $\neq \delta$ und der Winkel $A'FO'$ der $\neq \gamma$.

V. Geometrischer Ort der Schnittpunkte der verlängerten Reflexstrahlen

Obleich für das Vorhergehende und das Nachfolgende ohne Belang, soll doch zur Gesamtaufklärung festgestellt werden, wie sich nach Abb. 2 bei verlängerten Reflexstrahlen, so JL und KP , die Schnittpunkte, so R , im Innern des Minerals anordnen. Aus einfachen Betrachtungen kann gefolgert werden, daß diese Schnittpunkte in einer Ebene lagern, die der Oberfläche des Minerals im Abstand h parallel verläuft. In der beliebigen axialen Ebene $JKPRS_1L$ des von F aus gehenden Strahlenkegels ist, wenn man $RQ \parallel S_1O'$ zieht, festzustellen, daß $PQ = LO'$ und $S_1R = O'P - O'L$. Dies bedeutet, daß ein beliebiger von S_1 ausgehender Radiusvektor S_1R der gesuchten Kurve gleich der Differenz der Abschnitte r' und r'' der durch O' gehenden parallelen Sehne LP der Stammellipse mit den Achsen a und b ist. Für diese Abschnitte sind mit den Gl. (3) und (4) bereits die Werte angegeben worden. Wurden dort zur Bildung der Spirengleichung diese Abschnitte addiert, so sind sie nunmehr voneinander abzuziehen. Man erhält in Polarkoordinaten

$$(29) \quad r = r' - r'' = \frac{b^2 c^2 \cos \varphi}{a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi}$$

und in Parallelkoordinaten

$$(30) \quad y^2 = \frac{2 b^2 c x}{a^2} - \frac{b^2}{a^2} x^2,$$

was die Scheitelgleichung einer Ellipse mit den Achsen e und $\frac{eb}{a}$ darstellt.

Auch nach Seemann handelt es sich hier um eine Ellipse, jedoch kann dieselbe nicht, wie es nach seiner Abb. 7 geschieht, aus der vermeintlichen elliptischen Reflexkurve und der Stammellipse abgeleitet werden.

VI. Die Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Steinsalz

Eine Anwendung seiner Vorschläge zur Ermittlung der Lage und Öffnung der Röntgenstrahlenkegel, welche die Reflexkurven an Mineralien erzeugen, hat Seemann für die photographierten Weitwinkeldiagramme an Steinsalz soviel wie nicht gemacht und sie hätten sich auch nicht durchweg als richtig erwiesen. Einige der Kreise werden für die verschiedenen Ordnungen der $K\alpha$ und $K\beta$ -Röntgenstrahlung in Anspruch genommen. Die Beschreibung der Abb. 10 Seemanns sagt aus, daß die Ellipsen, von denen aber mehrere vorhanden sind, der Oktaederzone zuzuweisen sind; die der Abb. 11, daß die nur teilweise in Erscheinung tretenden waagrechten Ellipsen zu den Netzebenen (012) und (021) gehören und sich in der Querrichtung nur deshalb nicht decken, weil der Film nicht eben gelegen hätte. Für die Abb. 12 und 13 werden diese Ellipsen wieder erwähnt, doch steht ihrer Charakterisierung als innere und stark geschwärzte entgegen, daß es dann nicht dieselben wie in Abb. 11 sind.

In der Tab. 1 sind zu dem kombiniert gezeichneten Weitwinkeldiagramm der Abb. 1 die Bestimmungsmerkmale sowohl der Reflex- als der Stammkurven zusammengestellt. Die erste Vertikalreihe führt die Kristallformen an, zu denen die Netzebenen gehören und deren Symbol, wobei die Indizes so gestellt sind, daß die Flächenlage erkannt werden kann, welche für die von oben einfallende Strahlung von Bedeutung ist. Die Spalte 2 bringt den Netzebenenabstand. In der dritten Vertikalspalte wird die Abweichung δ der Achse des wirksamen Strahlenkegels von der Vertikalen angegeben; und der halbe Öffnungswinkel γ dieses Kegels für die drei ersten Ordnungen der $K\alpha$ und $K\beta$ Röntgenstrahlung kann aus Spalte 4 entnommen werden. Die Form der Reflexkurven gibt die Spalte 5 an und die Spalten 6, 7, 8, 9 führen die gemessenen und errechneten Werte der Spirennachsen c und d an. Für die zu den Reflexkurven gehörigen Kegelschnitte werden durch die Vertikalspalten 9 und 10 die errechneten und bezeichneten Werte der Achsen a und b angegeben. Bei den Kreisen ist $c = 2a$, desgleichen bei den elliptischen Spiren, für deren d aber im Vergleich zu b nur ausgesagt werden

Achsen d. zugehör.
Kegelschnitte
err. erz.

d-Achse
d. Spiren
mm

c-Achse
d. Spiren
mm

Reflexkurve

Halbe Öffnung γ
d. Strahlen-
kegels f. $K\alpha$, $K\beta$

Neigung δ
d. Achse d.
Strahlen-

Netzebenen-
abstand
 $d \cdot 10^{-8}$

Kristallform
Symbole

Kristallform Symbole	Netzebenen- abstand $d \cdot 10^{-8}$ cm	Neigung δ d. Achse d. Strahlen- kegels	Halbe Öffnung γ d. Strahlen- kegels f. $K\alpha$, $K\beta$	Reflexkurve		c-Achse d. Spiren mm		d-Achse d. Spiren mm		Achsen d. zugehör. Kegelelemente err. u. erz.	
				Spirenform		gem.	err.	gem.	err.	a	b
Hexaeder (001)	2,814	0°	$K\alpha_1$ 74° 10'	Kreise		102	102			51	
			$K\beta_1$ 75° 43'			116	116			58	
			$K\alpha_2$ 56° 53'			43,5	44,4			22,2	
			$K\beta_2$ 60° 25'			48	49,7			24,8	
			$K\alpha_3$ 34° 50'			20	22,1			11	
Oktaeder (111)	1,609	54° 44'	$K\alpha_1$ 61° 20'	hyperbolisch hyperbolisch elliptisch		—	—	91,5	91,8	14	20
			$K\beta_1$ 64° 26'			—	—	103	104,5	11,5	20
			$K\alpha_2$ 17° 16'			40	33,3	15,5	16	16,5	8,5
			$K\alpha_1$ 67° 17'			—	—	96	97,2	16	23
			$K\beta_1$ 69° 34'			—	—	108,5	109,3	13	30
Rhombendodekaeder (101)	1,989	45°	$K\alpha_2$ 39° 26'	hyperbolisch hyperbolisch elliptisch		—	—	34	33	73	30
			$K\alpha_1$ 52° 22'			85	80,6	42,5	41,7	40	27
			$K\beta_1$ 56° 30'			—	—	47	48,6	63	39
			$K\alpha_2$ 23° 39'			19	18	14	14	19	8
			$K\beta_2$ 34° 8'			28,5	27,6	23,5	21,8	14	13
Tetraakishexaeder (102)	2,517	26° 34'	$K\alpha_3$ 52° 22'	hyperbolisch		—	—	84,5	83,3	17	18
			$K\beta_1$ 26° 34'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_2$ 23° 39'			—	—	—	—	—	—
			$K\beta_2$ 34° 8'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_3$ 52° 22'			—	—	—	—	—	—
Icositetraeder (112)	1,149	35° 16'	$K\alpha_1$ 48° 1'	elliptisch elliptisch hyperbolisch		150	125,5	38	39,2	62	35
			$K\beta_1$ 52° 48'			—	—	46	46	215	62
			$K\alpha_2$ 48° 1'			—	—	80	78,4	18	18,5
			$K\beta_2$ 65° 54'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_3$ 52° 22'			—	—	—	—	—	—
Icositetraeder (113)	0,849	25° 14'	$K\alpha_1$ 25° 5'	elliptisch elliptisch		17,5	17,3	15	15	8,3	7,6
			$K\beta_1$ 35° —			—	27,7	22	22	13,8	12
			$K\alpha_2$ 25° 5'			—	—	—	—	—	—
			$K\beta_2$ 65° 54'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_3$ 52° 22'			—	—	—	—	—	—
Triakisoktaeder (212)	0,938	48° 12'	$K\alpha_1$ 34° 59'	elliptisch		132	117	29,5	30	58,5	25
			$K\beta_1$ 34° 59'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_2$ 34° 59'			—	—	—	—	—	—
			$K\beta_2$ 65° 54'			—	—	—	—	—	—
			$K\alpha_3$ 52° 22'			—	—	—	—	—	—

kann $b > \frac{d}{2}$. Für die hyperbolischen Spiren läßt sich überhaupt kein unmittelbarer Vergleich zwischen d und b anstellen.

Im Verlauf der Arbeit ergab sich, daß die Werte für δ und γ größtenteils nicht nach den vorhergehend beschriebenen Methoden erlangt wurden, die aber angewandt werden müssen, wenn die Netzebenen gänzlich unbekannt sind. Vielmehr wurde systematisch die Möglichkeit untersucht, ob diese oder jene Netzebene sich mit einer bestimmten Spire ursächlich verknüpft. Aus den regulären Symmetrieverhältnissen der Abb. 1 ergaben sich ohne weiteres Mutmaßungen über die Zugehörigkeit der Reflexkurven zu kristallographischen Hauptformen gemäß ihrer Lage und Anzahl. Erfolgte die Festlegung auf eine Form, dann wurde der Netzebenenabstand berechnet, ausgehend von dem für die Würfeläche $d = 2,814 \cdot 10^{-8}$ cm nach Glocker und dem Typus des flächenzentrierten Raunggitters für Steinsalz.

Da für

$$K\alpha, \lambda = 1,537 \text{ XE} \quad \text{und für} \quad K\beta, \lambda = 1,389 \text{ XE}$$

zu nehmen ist, können aus der Braggischen Gleichung

$$(31) \quad \cos \gamma = \frac{n \lambda}{2d}$$

die Öffnungswinkel γ der sechs in Betracht kommenden Reflexionskegel, insofern der Wert 1 nicht überschritten wird, errechnet werden. Diese Winkel wurden, wie dies beispielsweise in der Abb. 12 für das Rhombendodakaeder durchgeführt ist, beiderseits der hier unter $\delta = 45^\circ$ geneigten Achse FN eingetragen, so daß rasch eine Übersicht von den Kegelschnitten nach Lage und Öffnung gewonnen wird. F ist ein Punkt des Filmquerschnitts, der von dem des Minerals den Abstand $h = 14,4$ mm (bei Seemann $h/2$!) entsprechend den Verhältnissen der Abb. 1 hat. Beim Rhombendodekaeder sind sowohl für $K\alpha$ als für $K\beta$ in der 3. Ordnung die Werte von $\cos \gamma > 1$ und somit ergeben sich nach Abb. 12 nur die Möglichkeiten zum Auftreten von den drei hyperbolischen Spiren $1K\alpha$, $1K\beta$, $2K\beta$ und der elliptischen Spire $2K\alpha$. Im Diagramm fehlt die Spire $2K\beta$, die nahezu parabolisch ist und vermutlich, weil zu lichtschwach, nicht auftritt. Um die Spiren des Diagramms mit den möglichen zu identifizieren, müssen die Achsen und schließlich die konstruierten Spiren verglichen werden. Die d -Achsen der zwei hyperbolischen Spiren $1K\alpha(101)$ und $1K\beta(101)$ sind doppelt so groß als die Lote $O'E$ bzw. $O'D$. Da die große Achse der Ellipse $MB' = a$ ist, so muß die der dazugehörigen elliptischen Spire $c = 2a$ sein und die halbe d -Achse $= O'C$, was auch dem Diagramm entnommen werden kann.

Da die
die Stam
fällt ma
zu den
man üb
Sehne in

Abb.

werden,
ergibt si
(32)

und für
Gl. (19)
die Rech
kurven d
Netzeben
Maßnahm
ob der V
weiterhin
welcher
Möglichk
beheben.

Da die elliptische Spire $2K\alpha(101)$ nicht voll erscheint, muß zunächst die Stammellipse gezeichnet werden, und um deren b -Achse zu erhalten, fällt man von M das Lot PQ auf die Achse und bringt die Parallele MR zu derselben zum Schnitt mit dem Halbkreis über PQ . Konstruiert man über $A'B'$ aus a und b die Ellipse, so ist die halbe senkrechte Sehne in $O' = O'C$. Weiterhin kann dann die Spire selbst gezeichnet

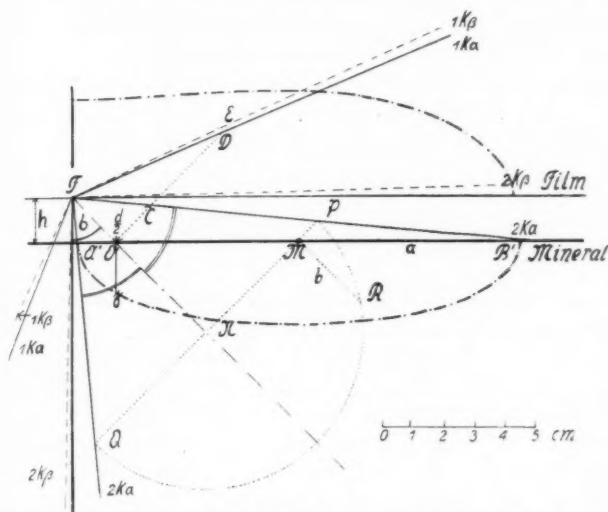


Abb. 12. Identifizierung beobachteter und theoretisch möglicher Spiren beim Steinsalz für die Netzebene (101)

werden, die sich mit der des Diagramms decken muß. Rechnerisch ergibt sich:

$$(32) \quad O'C = \frac{d}{2} = \frac{h}{\cos \delta} \operatorname{tg} \gamma$$

und für die Gewinnung von c aus h , δ und γ wurde schon die Gl. (19) angegeben. Besonders wenn flache Schnitte auftreten, ist die Rechnung der Zeichnung vorzuziehen. Will man von den Reflexkurven der Röntgenstrahlung auf die Lage und Art der bedingenden Netzebenen schließen, so ist es bei Benützung der unter V beschriebenen Maßnahmen nach Erhalt der Winkel δ und γ schwierig zu entscheiden, ob der Winkel γ der $K\alpha$ oder $K\beta$ Strahlung zugehört, und ob er weiterhin der 1., 2. oder 3. Ordnung zuzuweisen ist. Im Abschnitt IX, welcher über die Knotenbildung der Reflexkurven handelt, werden Möglichkeiten aufgezeigt, um diese Schwierigkeiten teilweise zu beheben.

Nachfolgend werden an Hand der Abb. 1 und der Tab. 1 geordnet nach Kristallformen (Netzebenen) mit steigenden Indizes die Reflexkurven der Reihe nach beschrieben und dann in besonderen Abschnitten über die veränderliche Reflexstärke, über die Formabweichungen der Reflexkurven und deren Knotenbildung berichtet.

a) Hexaeder $\{100\}$

Die obere, dem Brennfleck zugewandte Spaltfläche (001) des Steinsalz liefert für die $K\alpha$ -Röntgenstrahlung in allen 3 Ordnungen tiefschwarze Kreise, während die zu $K\beta$ gehörigen 3 Kreise viel lichtschwächer hervortreten. Die Übereinstimmung der gemessenen und errechneten Werte für die Durchmesser der Kreise ist sehr gut.

b) Rhombendodekaeder $\{110\}$

Für die Reflexion kommen nur die Netzebenen (101) in Betracht, welche den vier oberen Rhomben der Kristallform parallel verlaufen und richtungsgemäß fallen die Achsen der Reflexkurven mit den Quer- und Längsachsen des Diagramms zusammen. Welche Reflexkurven auftreten, wurde bereits oben mit der Abb. 12 dargelegt.

Auffallend ist im Photogramm Seemanns, daß die hyperbolischen Spiren an den Stellen stärkster Krümmung tiefgeschwärzt sind, was im Abschnitt VII erklärt wird. Die von $2K\alpha$ hervorgerufene elliptische Spire zeigt an den Einschnürungsstellen, die katoptrisch den Scheiteln der hyperbolischen Spiren entsprechen, gleicherweise gesteigerte Schwärzung. Von Seemann wird diese Spire $2K\alpha(101)$ für (210) in Anspruch genommen; sie reicht im Photogramm nur bis zum Kreis $1K\alpha(001)$ und ist in Abb. 1 konstruktiv ergänzt. Für ihre d -Achse stimmen die gemessenen und errechneten Werte gut überein, desgleichen die vorliegende und die konstruierte Spire. Zahlenmäßig ist es unmöglich, daß sich $3K\alpha$ und $3K\beta$ auswirken. Die Reflexkurve $2K\beta$ könnte nahezu als parabolische Spire auftreten, war aber nicht aufzufinden, da der Reflex wohl zu schwach ist, um sich photographisch kundzugeben.

c) Oktaeder $\{111\}$

Gemäß der Lage der Oktaederflächen fallen die Achsen der Reflexkurven richtungsgemäß mit den Halbierenden der Winkel der Quer- und Längsachsen des Diagramms zusammen. Die hyperbolischen Spiren zu $1K\alpha$ und $1K\beta$ sind an den Stellen stärkster Krümmung tiefer geschwärzt, als die dem Unendlichen zustrebenden Äste. Die elliptische Spire $2K\alpha(111)$ ist verhältnismäßig schwach getönt und es ist bemerkenswert, daß bei ihr die gemessene Länge der c -Achse die errechnete wesentlich übersteigt; doch gilt dies für alle besonders

lang gezogenen elliptischen Spiren und findet seine Begründung in dem überaus flachen Einfall der Strahlung bei der Bildung der Kurvenstrecken in Nähe der c -Achsenenden, worüber der Abschnitt VIII weiteres bringt. Charakteristisch ist außerdem, daß an den Enden der Längsachsen eine Verdoppelung der Kurve, wie dies im Diagramm Abb. 1 angedeutet ist, auftritt. Für $2K\beta$ könnte eine elliptische Spire in Erscheinung treten, doch fehlt sie, während die Reflexkurven zu $3K\alpha$ und $3K\beta$ zahlenmäßig unmöglich sind.

d) Tetrakishexaeder {210}

Die Achsen der Spiren zu dieser Netzebene decken sich mit den Quer- und Längsachsen des Diagramms. Bei der dem Brennfleck zugewandten flach einfallenden Fläche (102) mit $\delta = 26^\circ 34'$ ruft die $K\alpha$ -Röntgenstrahlung zweiter Ordnung jene elliptische Spire hervor, welche durch ihre tiefe Schwärzung in dem Diagramm Seemanns besonders in die Augen fällt und außerdem eine Verdoppelung der Kurve an den Enden der c -Achse zeigt. Die gemessene c -Achse dieser Spire übertrifft die errechnete. Gegenätzlich zu $2K\alpha$ (102) ist $2K\beta$ (102) nur leicht geschwärzt. In dem Photogramm Seemanns reicht auch diese Spire, wie die von $2K\alpha$ (101) nur bis zum Kreis $1K\alpha$ (001) und ist in Abb. 1 konstruktiv ergänzt. Bemerkenswerterweise zeigt diese Reflexkurve ausnahmsweise, wenigstens in Abb. 10 von Seemann nicht im Sattel der Einschnürung tiefere Schwärzung, sondern an den seitlichen Höckern. Überaus tiefschwarz sind die innerhalb des Kreises $3K\alpha$ (001) liegenden elliptischen Spiren, die zu $3K\alpha$ (102) gehören, während die wiederum größeren elliptischen Spiren von $3K\beta$ (102) zarte Konturen haben. $1K\alpha$ und $1K\beta$ der Röntgenstrahlung würden als hyperbolische Spiren erscheinen, wenn der Film und die Steinsalzplatte genügend groß wären.

Der steil gegen die Mineraloberfläche einfallenden Netzebene (201) kommt gegenüber der Netzebene (102) ein komplementäres δ zu, jedoch ist dies nicht die Voraussetzung zu dem, daß die hyperbolische Spire $2K\alpha$ (201) die elliptische Spire $2K\alpha$ (102) berührt, sondern dies ist Zufall. Andere mögliche Reflexkurven für die Netzebene (201), die ohne Ausnahme sehr große Achsen haben, liegen außerhalb der Bildfläche.

Auf Grund der vorhandenen Spiren $3K\alpha$ und $3K\beta$ mußte zur Berechnung der Winkel γ bzw. der Netzebene die Kantenlänge der Elementarzelle des Steinsalzes $a = 5,628$ genommen werden, so daß sich aus $d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$ für (210) ein Netzebenenabstand von 2,517

ergibt. Bei sämtlichen anderen Netzebenen wurde nur mit dem halben Wert 2,814 für a gerechnet, der auch den von Glocker angegebenen Netzaabstand von 2,814 für das Hexaeder liefert. Keineswegs würde eine durchgehende Hebung der Ordnungszahl um 1 für $K\alpha$ und $K\beta$ bei allen Netzebenen, außer (210) eine Richtstellung bedeuten, denn eine Reihe rechnerisch mit $a = 2,814$ identifizierter Reflexkurven würde entfallen und andere rechnerisch sich neu einstellende Kurven finden sich nicht im Weitwinkeldiagramm. Somit ist der durch die vorhandenen Spiren bedingte Netzebenenabstand beim Tetrakisheptaeder als anormal anzusprechen.

e) Ikositetraeder {211}

Zu den durch diese Kristallform bestimmten zwölf Netzebenen, die paarweise eine Reflexkurve bedingen, konnten nur drei Spiren nachgewiesen werden, weshalb der Netzebenenabstand 1,148 beibehalten wurde und nicht der Doppelwert, der zahlenmäßig für $K\alpha$ und $K\beta$ je drei Spiren ermöglichen würde. Zwei durch ihre Größe sehr auffallende elliptische Spiren, deren Achsen unter 45° liegen, liefert $1K\alpha$ für die an den Enden der Vertikalachse des Kristalls befindlichen Flächen (112). Auch hier erweist sich der gemessene Wert der Längsachse der Spire größer als der errechnete. Etwas schwierig war es, in dem Weitwinkeldiagramm Seemanns die elliptische Spire $1K\beta$ (112) aufzufinden, bei der $\gamma + \delta = 88^\circ$ beträgt, so daß sie nahezu als parabolische Spire bezeichnet werden kann und die einzige vorgefundene dieser Art ist. Sie ist, wie übrigens auch $1K\alpha$ (112), an ihren Einschnürungsstellen dunkler getönt als in ihrem weiteren Verlauf, der bei $1K\beta$ (112) noch innerhalb des Kreises $1K\alpha$ (001) endet.

Den 8 über- bzw. unter der horizontalen Symmetrieebene befindlichen Flächen (211) entsprechen 4 hyperbolische Spiren $1K\alpha$ (211) mit 8 Ästen. Ihre d -Achsen bilden mit den Quer- und Längsachsen des Diagramms Winkel von 27° ($\tan 27^\circ = 0,5$), wodurch ihre Zuweisung zur Kristallform (211) erleichtert wurde. Die gleichliegenden hyperbolischen Spiren für $1K\beta$ (112), deren Äste weiter nach auswärts zu suchen wären, erscheinen nicht.

f) Ikositetraeder {311}

Nur zu den um die Enden der Vertikalachse gruppierten 4 Flächen dieser Form wurden einige zugehörige Spiren aufgefunden. Zahlenmäßig sind beim Netzaabstand 0,849 überhaupt nur für $1K\alpha$ und $1K\beta$ Spiren möglich. $1K\alpha$ (113) bildet die unter 45° gelegten zwei innersten schwach getönten elliptischen Spiren des

Diagramms, während die zu $1K\beta$ (113) gehörige elliptische Spire nur mit Teilbögen innerhalb des Kreises $3K\beta$ (001) auftaucht.

Die steil einfallenden Flächen dieses Ikositetraeders würden hyperbolische Spiren mit so großen d -Achsen hervorrufen, daß sie nicht mehr auf das Diagramm kommen könnten.

g) Triakisoktaeder {221}

Rechnet man mit einem Netzebenenabstand von 0,938, so erlaubt dieser Spiren für $1K\alpha$ und $1K\beta$; jedoch fanden sich nur die zu $1K\alpha$ (212), also zu den um das obere Ende der Vertikalachse gelegenen 8 Flächen. Die Symmetrielage dieser 8 elliptischen Spiren ist die gleiche, wie die der hyperbolischen $1K\alpha$ (211). Im Diagramm Seemanns wiesen diese Spiren verschieden lange c -Achsen auf und deren gemessene durchschnittliche Länge weicht bedeutend von der errechneten ab.

Zu den steil einfallenden Flächen (221) waren keine Spiren aufzufinden, obgleich hyperbolische für $1K\alpha$ und $1K\beta$ möglich wären.

Vergleicht man die Anzahl der Reflexkurven, welche die nach steigenden Indizes geordneten Kristallformen liefern, so läßt sich eine Abnahme der Art der Reflexkurven mit zunehmenden Indizes erkennen, aber um so größer wird die Anzahl gleichgearteter Kurven. Am größten ist in dieser Hinsicht der Gegensatz zwischen (001) mit 6 Reflexkurven (Kreisen) verschiedener Größe und (212) mit einer Reflexkurvenart, aber achtfacher kongruenter Wiederholung. Daß die $K\beta$ -Röntgenstrahlung weniger Kurven liefert, als die der $K\alpha$ -Linie, hängt mit ihrer schwächeren photographischen Wirkung zusammen, und die Vorherrschaft elliptischer Formen ist von der begrenzten Ausdehnung der Mineralplatte und des Films bedingt.

VII. Veränderliche Reflexstärke bei den Spiren

Allgemein ist festzustellen, daß beim Steinsalz die Reflexkurven der Cu-K-Röntgenstrahlung für $K\beta$ weniger geschwärzt sind als die für $K\alpha$, was wiederum der geringeren photochemischen Intensität der $K\beta$ -Röntgenstrahlung zuzuschreiben ist. Die Eigentümlichkeit sowohl elliptischer als hyperbolischer Spiren, an ihren Einschnürungsstellen, an den Enden der d -Achse nach beiden Seiten verlaufend, besonders stark geschwärzt zu sein, soll mit der Abb. 13 erklärt werden. F bezeichnet den Brennfleck in Filmhöhe über der Steinsalzplatte, auf der die zum Triakisoktaeder gehörenden Netzebenen austreichen, welche, was im nächsten Abschnitt wahr-

scheinlich gemacht wird, eine Riefung auf der Steinsalzplatte hervorgerufen, schematisch dargestellt im Querschnitt PQ und in der Aufsicht RS . Einige der durch die Achse FO' gehenden Reflexionsebenen sind mit ihren Spuren $O'e$ bis $O'm$ eingezeichnet. Diese Spuren durchschneiden an den Schnittpunkten mit der Ellipse $A'KB'$, also an den Reflexstellen auf der Steinsalzplatte die austreichenden Lamellen, was durch Punktierung angedeutet ist, in wechselnder Breite und zwar von $O'f$ nach beiden Seiten abnehmend. Hierdurch ist für die Röntgenstrahlung immer weniger Gelegenheit zur Streuung geboten, je weiter die Reflexionsstellen von der gegen die Steinsalzplatte mit geringster Neigung einfallenden axialen Ebene $FO'f$ abrücken, in der die Reflexion für die Einschnürung D vor sich geht, so daß hier breiteste und tiefste Schwärzung auftritt.

VIII. Abweichungen von der Spirenform (Röntgenstrahlenbrechung)

Wiederholt wurde in der Beschreibung der Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Steinsalz darauf hingewiesen, daß die gemessenen c -Achsen der elliptischen Spiren länger sind als die aus dem

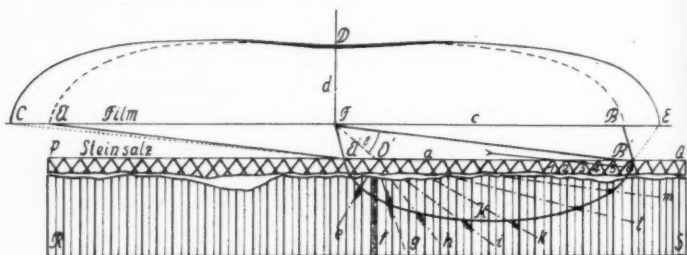


Abb. 13. Schema zur Erklärung maximaler Schwärzung elliptischer Spiren an deren Einschnürung und der Streckung solcher Spiren in ihrer Längsachse

Öffnungswinkel 2γ des Reflexkegels errechneten und zwar um so länger, je gestreckter die elliptischen Spiren sind. Sicherlich weichen auch die hyperbolischen Spiren des experimentell erzielten Weitwinkeldiagrammes von der katoptrisch bedingten Form ab, doch wird dies kaum sinnfällig.

In der Abb. 13 gehört zu dem Reflexionskegel $F'A'B'$, der dem von $1K\alpha$ (212) beim Steinsalz entspricht, katoptrisch die elliptische Spire ADB ; im Diagramm erscheint jedoch die abweichende Form CDE . Diese Abweichungen vom normalen Strahlenverlauf verstärken sich in den durch FO' gehenden axialen Reflexionsebenen um so mehr, je weiter sich diese von der Ebene $FO'f$ entfernen.

deren Spur mit der der Netzebenen gleichgerichtet ist, so daß in ihr die Reflexstrahlen benachbarte parallele Netzebenen nicht überqueren. Da letztere Möglichkeit sich für die ein- bzw. ausfallende Strahlung bis zur Querlage der Einfallsebene gegenüber den Spuren der Netzebenen steigert, dürfte hierin die Ursache der Abweichung aufgenommener Spiren von der mathematischen Form zu suchen sein.

Obgleich bis jetzt kaum die Frage angeschnitten worden ist, wie die Netzebenen bzw. die dazwischen liegenden Lamellen an der Oberfläche eines Minerals austreten, so besteht doch Berechtigung zu der Mutmaßung, daß dies nicht in ebener Form geschieht, sondern mit einer Riefung, die kristallographisch durch die prismatische Verschneidung symmetrischer Netzebenen bedingt ist, wie es die Abb. 13 kennzeichnet. Die flach ein- und ausfallenden Röntgenstrahlen, so im Extrem FB' und $A'C$, scheinen nun durch diese kleinen Prismen in Mitleidenschaft gezogen zu werden und erleiden eine Ablenkung. Der Strahl FB' etwa, der katoptrisch nach B reflektiert, findet am Punkt B' keinen Raum zur Reflexion bzw. Interferenz in der darunter liegenden Lamelle. Er selbst aber mit seiner Verlängerung oder wie angedeutet ein dicht daneben verlaufender paralleler Strahl wird beim Eindringen in das Steinsalz eine Anzahl Prismen, so 1—6, durchsetzen müssen, ehe er die zur Interferenz genügend ausgedehnte Lamelle erreicht. Diese Ablenkung der Röntgenstrahlen durch die Prismen, durch die Riefung, dürfte, wahrscheinlich muß sie als Strahlenbrechung angesehen werden. Was für den einfallenden Strahl FB' gilt, gilt ebenso für den ausfallenden Strahl $A'C$. Nach der prismatischen Ablenkung gelangt der Röntgenstrahl unter einem anderen Winkel zur Interferenz als katoptrisch anzunehmen wäre, woraus sich dann die Formabweichung der Spire ergibt. Allerdings ist es schwer, gerade den letzteren Vorgang der Interferenz genauer auszudeuten und noch schwieriger, ihn zahlenmäßig in Verbindung mit der prismatischen Ablenkung zu erfassen.

Weiterhin erscheint es möglich, daß die Abweichungen der Strahlengänge $FB'E$ und $FA'C$ verschieden sind, was zur Erklärung der Verdoppelung der Kurvenstrecken elliptischer Spiren an den Enden der c -Achsen dienen könnte. Es dürfte nicht der Fall sein, daß diese Verdoppelung, wie Seemann meint, von ungenauer Parallellage zwischen Film und Mineral herrührt, so daß die Reflexkurven der symmetrisch einfallenden Netzebenen sich an den Stellen stärkster Krümmung trennen, wofür die elliptischen Spiren $2K\alpha(111)$ besonders gute Beispiele geben, denn an den

noch länger gezogenen Spiren $1K\alpha$ (112) und $1K\alpha$ (212) scheint diese Verdoppelung im gleichen Diagramm nicht aufzutreten. Eine Prüfung weiterer Diagramme in dieser Hinsicht erscheint allerdings wünschenswert.

Spricht die Abweichung einer elliptischen Spirenform von ihrem mathematischen Gepräge für eine prismatische Riefung der Spaltfläche in Richtung der dazu gehörigen symmetrisch einfallenden Netzebenen, so sprechen mehrere abweichend geformte Spiren für eine Besetzung der Oberfläche mit Pyramidenrümpfen im Größenmaß der Netzebenenabstände und einer kristallographischen Umgrenzung durch die Netzebenen selbst. Es entsteht hierdurch ein Bild submikroskopischer Oberflächenbeschaffenheit mit den Dimensionen $d \cdot 10^{-8}$ cm, das sich in nichts von dem unterscheidet, welches das unbewaffnete Auge bei diesen und jenen Mineralien wahrnehmen kann.

IX. Knotenbildung der Reflexkurven von Röntgenstrahlen an Steinsalz

Als Knoten werden hier analog wie bei den Erscheinungen des Asterismus die Punkte der Weitwinkeldiagramme Seemanns bezeichnet, in denen sich mehr als zwei Reflexkurven schneiden. Seemann macht keine Bemerkung über diese auffallenden Punkte, von denen 88 in dreizehnfach verschiedener Verknüpfung zu zählen sind. Bei einigen Knoten ist der Schnitt der Kurven weniger scharf als bei anderen gleichgelagerten mit guter Durchschneidung, so daß man sie als Zufallsbildungen erachten könnte. Jedoch wurden sämtliche 13 Knotenarten konstruktiv auf ihr Zustandekommen geprüft, in dem von den Reflexkegeln ausgehend zunächst die Stammkurven hergestellt wurden. Die weitere Konstruktion der zugehörigen Spiren wurde aber durch eine Kontrollmethode hinfällig, welche sich aus folgenden Betrachtungen ergibt.

In der Abb. 14 seien I und II die Schnittellipsen zweier beliebiger, in F_0 zentrischer Kegel mit der Horizontalebene. Die Längsachsen dieser Ellipsen gehen durch die Projektion F . F_1 und F_2 sind die Spitzen von den umgeklappten Längsschnitten der Kegel. Zu den Stammellipsen I und II wurden die in F zentrischen Spiren I' und II' gezeichnet, die sich radial symmetrisch in 1—2 bzw. 3—4 schneiden. Beschreibt man um F mit der halben Länge von $F1$ den Kreis, so umgrenzt dieser die Basis eines zur Horizontalebene senkrechten Kegels III , dessen Reflexkreis III' durch 1 und 2 geht, so daß diese Schnittpunkte dreifache Knoten darstellen. Auf Grund der Entstehung der Spiren aus den Stammellipsen ergibt sich, daß $F1$ gleich den Sehnen aa' und bb' ist, welche durch die Auftreff-

punkte P und O der Kegelachsen zu F 1 parallel laufen. Was für die Punkte 1 und 2 gilt, gilt gleichsinnig für die Punkte 3 und 4, doch wurde, um die Abb. 14 nicht unübersichtlich zu machen, weder der reflektierende noch der reflektierte Kreis dieses zweiten Strahlenkegels IV gezeichnet, der gleichfalls den zentrischen Kegeln I und II spirisch zugeordnet ist, d. h. mit seiner Reflexkurve durch den Schnittpunkt ihrer Spiren geht. Würden die radialen Richtungen 1—2 und 3—4 der Kegel I und II aufeinander senkrecht stehen, dann würden die Kegel III und IV zur Deckung kommen. Zwecks Prüfung eines

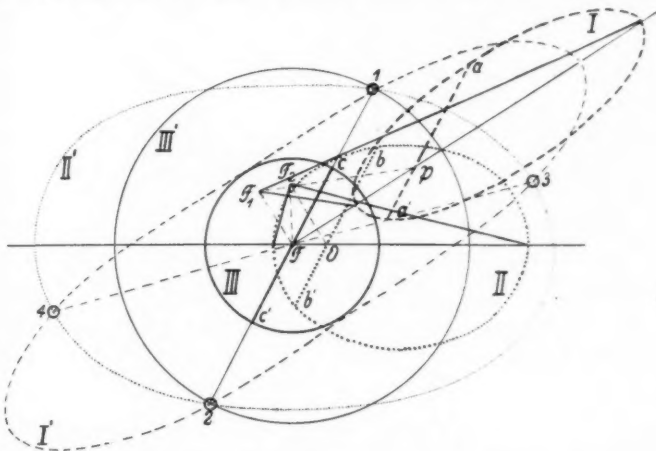


Abb. 14. Drei in F zentrische Kegel I , II , III , deren Spiren I' II' III' durch die Knoten 1—2 gehen

Knotens auf seine Echtheit muß man demgemäß die zu den Spiren gehörigen Kegelschnitte herstellen und durch die axialen Auftreffpunkte zur radialen Richtung des Knotens parallele Sehnen ziehen, deren Länge mit dem Knotenabstand übereinstimmen muß.

Mit der Abb. 14 ist indessen insofern ein Sonderfall wiedergegeben, als der spirisch zugeordnete Kegel ein senkrechter ist, denn im allgemeinen gibt es zu einem Knoten unendlich viele Kegel, deren Spiren durch denselben gehen können. Selbst in radialer Richtung gibt es deren unendlich viele, aber wenn hierzu die Forderung kommt, daß die Kegelachse noch eine bestimmte Neigung haben soll, dann ist nur ein spirisch zugeordneter Kegel möglich. Die Berechnung eines solchen Kegels, welche die zahlenmäßige Überprüfung eines Knotens ermöglicht, sei mit der Abb. 15 klargestellt. D im Abstand l von F ist ein Knoten, dem radialsymmetrisch der Knoten C

entspricht, beide etwa am Umfang eines reflektierten Kreises befindlich, dessen zugehöriger Kegel die Öffnung $SFT = 2\xi$ hat. Für einen zu D spirisch zugeordneten Kegel, der von der Knotenrichtung radial um α abweicht, und dessen Achsenneigung gegen die Vertikale δ

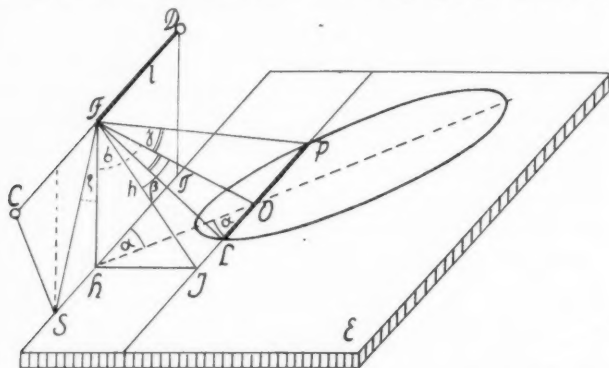


Abb. 15. Lagebeziehungen eines Kegels, dessen reflektierte Spire durch einen Knoten D geht

ist, ergibt sich, wenn außerdem $FH = 1$ gesetzt wird, aus geometrischer Betrachtung:

$$(33) \quad FJ = h = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta \sin^2 \alpha};$$

$$(34) \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg} \delta \cos \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta \sin^2 \alpha}};$$

$$(35) \quad l = FD = FC = 2 \operatorname{tg} \xi.$$

Weiterhin

$$(36) \quad l = JP - PL = h [\operatorname{tg} (\beta + \gamma) - \operatorname{tg} (\beta - \gamma)].$$

Mithin

$$(37) \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{-h(1 + \operatorname{tg}^2 \beta) + \sqrt{h^2(1 + \operatorname{tg}^2 \beta)^2 + l^2 \operatorname{tg}^2 \beta}}{l \operatorname{tg}^2 \beta}$$

oder

$$(38) \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \sin^2 \alpha} (-1 - \operatorname{tg}^2 \delta + \sqrt{(1 + \operatorname{tg}^2 \delta)^2 + 4 \operatorname{tg}^2 \xi \operatorname{tg}^2 \delta \cos^2 \alpha})}{2 \operatorname{tg} \xi \operatorname{tg}^2 \delta \cos^2 \alpha}.$$

Wenn δ von 0° ab in radialer Richtung HO zunimmt, wandeln sich die Kegelschnitte in der Ebene E vom Kreis zur Ellipse, Parabel, Hyperbel ab und demgemäß auch die durch D gehenden Spiren.

Ist $\alpha = 0^\circ$, dann vereinfacht sich die Gl. (38) zu

$$(39) \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{-1 - \operatorname{tg}^2 \delta + \sqrt{(1 + \operatorname{tg}^2 \delta)^2 + 4 \operatorname{tg}^2 \xi \operatorname{tg}^2 \delta}}{2 \operatorname{tg} \xi \operatorname{tg}^2 \delta}$$

ellipse bestimmt ist und sich fernerhin auch die kleine Achse ergibt. Zu der Ellipse APB wurde noch ein Stück TU der zugehörigen elliptischen Spire gezeichnet.

Die Tab. 2 bringt eine Zusammenstellung von 13 untersuchten Knotenarten des Weitwinkeldiagramms Abb. 1, in dessen rechter Hälfte die Knotennummern von außen nach innen zunehmend ersichtlich sind.

Tabelle 2

Knotennummer	Anzahl	Reflexkurven-Ordnungszahl, Strahlungsart, Netzebene	Knoten bei den Stammkurven
1	8	$1K\alpha(111)$, $1K\alpha(112)$, $1K\beta(001)$	—
2	8	$1K\alpha(001)$, $2K\alpha(101)$, $2K\alpha(201)$	+
3	8	$1K\alpha(001)$, $1K\alpha(101)$, $1K\alpha(112)$	—
4	4	$1K\alpha(112)$, $1K\alpha(112)$, $1K\alpha(212)$, $1K\alpha(212)$	—
5	8	$2K\alpha(201)$, $1K\alpha(112)$, $1K\alpha(212)$	—
6	8	$2K\alpha(101)$, $2K\alpha(102)$, $2K\beta(102)$	+
7	8	$1K\alpha(212)$, $2K\beta(001)$, $2K\beta(102)$	+
8	4	$2K\alpha(101)$, $2K\alpha(101)$, $2K\beta(001)$	+
9	8	$1K\alpha(212)$, $2K\beta(001)$, $1K\beta(112)$	+
10	8	$2K\alpha(001)$, $2K\alpha(102)$, $1K\alpha(112)$, $1K\alpha(212)$, $1K\alpha(212)$	+
11	4	$2K\alpha(101)$, $1K\alpha(212)$, $1K\alpha(212)$	—
12	4	$3K\beta(001)$, $3K\beta(102)$, $3K\beta(102)$	—
13	8	$2K\alpha(111)$, $3K\beta(102)$, $1K\beta(112)$	— ?

Obgleich die Tabelle die meisten der in Erscheinung tretenden Knoten des Diagramms umfaßt, so gibt es doch weiter nach außen liegend noch einige Knoten unsicherer Verknüpfung. Vorwiegend ist eine dreifache Verknötung. Besonders viele Reflexkurven durchschneiden den Knoten 10, doch sind von den 5 vorhandenen die 2 Spiren $1K\alpha(212)$ zur Knotenrichtung symmetrisch.

Die Anzahl der Knoten gleicher Art beträgt 4, wenn sie in Richtung der Haupt- oder Zwischenachsen liegen, und sonst 8.

Es wäre zu erwarten, daß sich nur Reflexkurven verknöten, die durch spektral gleiche Röntgenstrahlung gebildet werden und denen gleiche Ordnung zukommt, doch gilt dies nur für die Knoten 3 und 12, während alle andern gemischt sind. Allerdings muß bezüglich der Ordnungszahl auf die Anomalie des Netzebenenabstandes beim Tetrakishexaeder hingewiesen werden.

Bemerkenswerterweise scheinen sich die festgestellten Formabweichungen der beobachteten Spiren gegenüber den errechneten bezüglich der Knotenbildung kaum zu äußern.

Aus der 4. Kolumne der Tab. 2 geht hervor, daß etwa mit der Hälfte der Spirenknoten zugleich eine Verknötung der dazugehörigen Stammkurven verbunden ist. In dieser Hinsicht läßt die Abb. 17 das

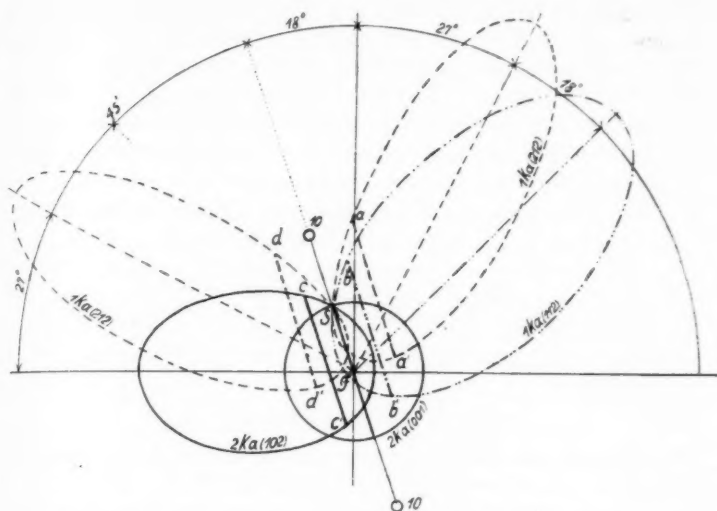


Abb. 17. Fünf sich verknötende Stammkurven, die zu den Reflexkurven des Knoten 10 der Abb. 1 gehören

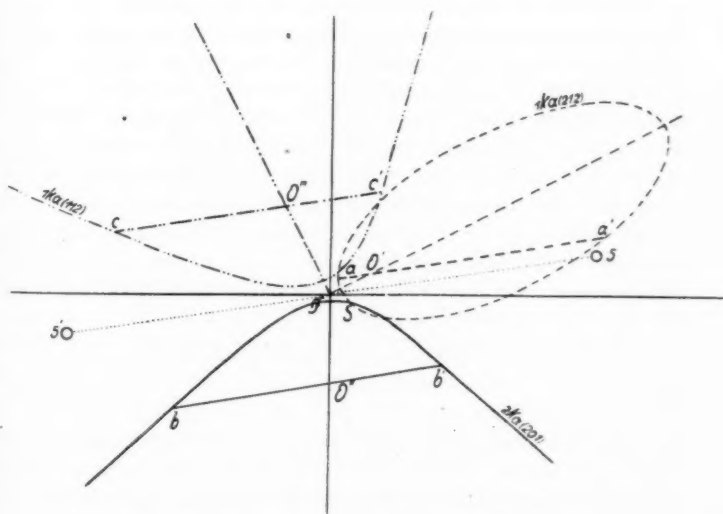


Abb. 18. Stammkurven, die zu den Reflexkurven des Knoten 5 der Abb. 1 gehören

Höchstmaß der Verknötung bei den 5 Stammkurven des Knotens 10 erkennen und zugleich die 5 parallelen und gleichen Sehnen durch die Auftreffpunkte der Kegelachsen. Mit der Abb. 18 wird für den Knoten 5 das Gegenteil für die Stammkurven gezeigt, denn die 2 Hyperbeln und die Ellipse bilden keinen Knoten, aber nach wie vor sind die drei zur Knotenrichtung $F5$ parallelen Sehnen durch die axialen Auftreffpunkte einander gleich.

Die Bedingungen zum Entstehen von Knoten bei den Stammkurven ergeben sich aus einem sphärischen Dreieck JSC , das nach Abb. 16 (stereometrische Nebenfigur) zu dem Dreikant, FH , FO und FS gehört, wobei die Stammkurve durch die Mitte S von HT geht. Bei diesem sphärischen Dreieck stehen die drei Seiten $JO = \delta$, $JS = \xi$, $SC = \gamma$ und der Winkel $SJC = \alpha$ an der Kante FH in der Beziehung:

$$(41) \quad \cos \gamma = \cos \delta \cos \xi + \sin \delta \sin \xi \cos \alpha.$$

Für einige Knoten der Stammkurven, so bei denen, die den Knoten 10 bestimmen, wurde γ nach der Gl. (41) berechnet und in Übereinstimmung mit dem Wert von γ aus den Gl. (37) bzw. (38) gefunden, denen die Entstehungsbedingung für Spiren zugrunde liegt. Außerdem stimmt dieser Wert von γ mit dem aus der Bragg'schen Gl. (31) erhaltenen überein.

Da sich in dem Winkelwert ξ , der den axialen Abstand des Knotens bestimmt, bereits das Bragg'sche Gesetz auswirkt, so muß dies auch in den kristallographisch und katoptrisch bedingten Spiren bzw. Reflexkegeln, welche diesem Knoten zugeordnet sind, zum Ausdruck kommen. Benützt man zur rechnerischen Kontrolle der Knotenbildung die Gl. (37) und (38), um damit größere Genauigkeit, als mit der zeichnerischen zu erzielen, so ist es vielfach schwierig, aus dem Diagramm die Knotenrichtung scharf zu erfassen. Beim Knoten 8 beispielsweise, dem $K\alpha$ - und $K\beta$ -Strahlung zukommt und der radial unter 45° liegt, fällt dies weg und die Rechnung ergab gegenüber dem Wert aus der Bragg'schen Gleichung $\gamma = 39^\circ 26'$, für $2K\alpha$ (101) aus Gl. (38) $\gamma = 39^\circ 44'$ und aus Gl. (41) $\gamma = 38^\circ 30'$.

Werden zwei der Gl. (31) für γ_1 und γ_2 dividiert, so ergibt sich

$$(42) \quad \frac{\cos \gamma_1}{\cos \gamma_2} = \frac{d_2}{d_1}.$$

Den gleichen Quotienten müßte man aus den Gl. (37) bzw. (38) herleiten können, doch ergaben sich bei Umstellung der trigonometrischen Funktionen und bei der Austauschung derselben gegen Indizes rechnerische Schwierigkeiten. Dasselbe ist der Fall, wenn man versucht aus den Gl. (31) nebst (38) und (41) δ in α und ξ auszudrücken.

Kennt man von einem Knoten eine Reflexkurve, etwa einen Kreis, nach Strahlungsart und Ordnung, so läßt sich für die anderen Reflexkurven, allerdings unter Einschränkung, die gleiche Strahlungsart vermuten, so daß die früher betonte Unsicherheit über die Zuweisung einer Reflexkurve zu einer Netzebene eingeeengt wird.

Zur weiteren Klärung der Knotenbildung erscheint es wünschenswert, daß noch Weitwinkeldiagramme von anderen Mineralien als Steinsalz aufgenommen und geprüft werden.

Zusammenfassung

Formabweichungen der Reflexkurven, die Seemann in seinen Untersuchungen „Zur Optik der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen“ als solche 2. Grades anspricht, führten zu der Feststellung, daß es sich in Wirklichkeit um Kurven 4. Grades, um spirische Linien (Spiren) handelt, die sich aus Kurven 2. Grades ableiten lassen, davon abstammen. Der Verlauf selektiver Röntgenstrahlung vom Brennfleck über die Reflexion an den Enden der Netzebenen, welche an der Oberfläche des Kristalls austreten, woselbst die Strahlenkegel reflektierende Kurven 2. Grades erzeugen, bis zur Bildung der Reflexkurven (Spiren) auf dem zur Kristalloberfläche parallelen Film wurde klargelegt.

Als dann wurde die Konstruktion und Mathematik der Quartiken, der elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Spiren behandelt. Aus den Untersuchungen über die Abhängigkeit dieser verschieden geformten Reflexkurven von der Lage und Art der Netzebenen ergaben sich Bestimmungsmöglichkeiten der Netzebenen selbst aus den Spiren eines aufgenommenen Weitwinkeldiagramms reflektierter Röntgenstrahlung an einem Kristall. Die von Seemann aufgenommenen Weitwinkeldiagramme der Röntgenstrahlung gegenüber Steinsalz dienten als praktische Beispiele.

Hierbei erwiesen sich die zum Tetrakishexaeder gehörigen Netzebenen als anormal, da ihre Abstände im Vergleich zu den anderen Netzebenen relativ doppelt so groß gefunden wurden.

Für die maximale Schwärzung an der Einschnürungsstelle elliptischer Spiren bzw. an den gleichgelagerten Scheiteln der hyperbolischen Spiren, ergab sich die Erklärung aus dem Zusammenfallen der Spur der durch diese Stelle gehenden Reflexionsebene mit derjenigen der Netzebene auf der Kristallfläche; und in dem Maße, wie sich diese Spuren unter immer größeren Winkeln durchschneiden, nimmt die Streuungsmöglichkeit für die Strahlung ab, verliert die Reflexkurve an Schwärzung.

Die Feststellung, daß die elliptischen Spiren beim Weitwinkel-diagramm der Röntgenstrahlung gegenüber Steinsalz in ihrer Längsrichtung mehr gestreckt sind als ihnen zukommt, konnte mit großer Wahrscheinlichkeit darin begründet werden, daß bei der Reflexion die flach ein- bzw. ausfallenden Röntgenstrahlen die Verschneidungsprismen symmetrisch austretender Netzebenen durchsetzen und hierbei eine Brechung erleiden. Wenn auf der Kristalloberfläche die Spur der Reflexionsebene mit derjenigen der Netzebene zusammenfällt, besteht keine Brechungsmöglichkeit durch Prismen, so daß theoretische und beobachtete Spirenbreite übereinstimmen. Je größer aber der Winkel wird, den die beiden Spuren miteinander bilden, um so mehr Prismen durchdringt die Röntgenstrahlung und dies maximal an den Enden der Spirenlängsachsen.

Bestimmen aber zwei Netzebenenarten eine prismatische Riefung auf der Kristalloberfläche, dann bedingen mehrere Netzebenenarten Pyramidenrümpfe in der Dimensionierung von Netzebenenabständen und begrenzt von Flächen, wie sie der zugehörigen Kristallform eigentümlich sind.

Die gegenseitige kristallographische Beziehung der Netzebenen äußert sich bei den Reflexkurven in Knoten, in Punkten drei- und mehrfacher Durchschneidung. Vorzugsweise verknüpfen sich Reflexkurven gleicher Röntgenstrahlung und gleicher Ordnung. Des öfteren kommen auch den Stammkurven der Spiren gemeinsame Knoten zu. Über die Bedingungen, unter denen zentrische Reflexkegel Kreise und Spiren bilden, die durch einen Knoten gehen, einander spirisch zugeordnet sind, wurden zeichnerische und rechnerische Untersuchungen angestellt.

Angeführte Schriften

- R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. S. 49, Berlin 1927.
 G. Loria, Spezielle algebraische und transzendente ebene Kurven. S. 124, Leipzig 1902.
 H. Seemann, Zur Optik der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. Ann. d. Phys. [5] 7. S. 633–640, Leipzig 1930.
 H. Seemann, Beugung und Mosaik von Einkristallen im Weitwinkel-diagramm. Ergeb. d. techn. Röntgenkunde (J. Eggert u. E. Schiebold) 6 S. 191, Leipzig 1938.
 A. Sturm, Geschichte der Mathematik. S. 32, Leipzig 1911.
 Bernau am Chiemsee, Haus 60 $\frac{1}{2}$.

(Eingegangen 16. Juni 1941)

Zur Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von Platin vom Drahtdurchmesser

Von Eduard Moser

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Graz)

(Mit 1 Abbildung)

Die schon lange bekannte Tatsache, daß der spezifische Widerstand dünner Metallschichten mit abnehmender Dicke zunimmt, wird durch die Theorie der Elektrizitätsleitung in Metallen erklärt, indem angenommen wird, daß die freie Weglänge der Leitungselektronen verringert wird, wenn die Abmessungen der Versuchskörper in ihrer Größe mit der Größe der freien Weglänge vergleichbar sind. Von Nordheim¹⁾ wurde auf Grund dieser Vorstellung eine Formel für den spezifischen Widerstand dünner Drähte in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser und der freien Weglänge entwickelt. Diese gestattet es, aus den Ergebnissen der Widerstandsmessungen an dünnen Drähten die freie Weglänge zu berechnen.

Aus diesem Grund wurden einige neuere Messungen (1) des Widerstands dünner Drähte aus verschiedenen Metallen ausgeführt, unter anderem auch von Reuter (2) an Platin. Er fand eine auffallend große Zunahme des spezifischen Widerstands bei Abnahme der Drahtdicke; schon bei einer Dicke von $200\ \mu$ konnte eine Zunahme gegenüber dem Normalwert festgestellt werden; bei einem Draht von $15,7\ \mu$ Durchmesser betrug sie bei 0°C rund 20% .

Dieses merkwürdige Ergebnis veranlaßte Riedel (3), ebenfalls Widerstandsmessungen an dünnen Platindrähten vorzunehmen. Er fand im Gegensatz zu Reuter, daß der spezifische Widerstand eines $15,7\ \mu$ dicken Drahtes bei 0°C höchstens um 1% größer war als der Normalwert.

Die vorliegende Arbeit berichtet über Messungen, die zu dem Zweck unternommen wurden, die Abweichungen der Resultate von Reuter und Riedel aufzuklären. Offensichtlich kommen zwei Ursachen für die Abweichung in Betracht: einmal die Art der Wärmebehandlung (Temperung) der Drähte, dann die Methode der

1) Vgl. die Arbeit von A. Eucken u. F. Förster, Literaturverzeichnis (1).

Dickenbestimmung. Die Temperung, die notwendig ist, um die durch den Herstellungsprozeß der Drähte in ihnen entstandenen inneren Spannungen, die ihren Widerstand erhöhen, zu beseitigen, wurde von Reuter und Riedel in verschiedener Weise vorgenommen. Die Bestimmung der Dicke, die zur Berechnung des spezifischen Widerstands aus den Widerstandswerten bekannt sein muß, wurde von Reuter mit dem Mikroskop, von Riedel mit der Waage durchgeführt. Ich habe bei meinen Messungen nach der Methode von Riedel getempert und die Drahtdicke nach beiden Methoden bestimmt.

Ich verwendete drei Drahtsorten: den „15 μ “- „30 μ “- und „50 μ “-Draht aus „chemisch reinem“ Platin von Heraeus.

Temperung

Die Drähte wurden wie bei Riedel mit dem elektrischen Strom geheizt. Zur Feststellung der günstigsten Temperungsbedingungen wurden mit jeder Drahtsorte eine größere Zahl systematischer Versuche vorgenommen, bei denen Zeitdauer und Stärke des elektrischen Stromes, der die Wärmebehandlung besorgte, allmählich verändert wurde. Tab. 1 stellt zwei solche Versuchsreihen für den 15 μ -Draht dar. Die erste Reihe zeigt, daß die günstigste Stromstärke zwischen 0,35 und 0,36 Amp. liegt — bei dieser Stromstärke beginnt der Draht gerade sichtbar zu glühen —, ferner, daß

Tabelle 1
Temperung der 15 μ -Drähte

a) Drahtlänge = 36,6 mm			b) Drahtlänge = 39,3 mm		
Zeit	Strom (Amp.)	$100 \cdot \frac{R_0}{l} \left(\frac{\text{Ohm}}{\text{mm}} \right)$	Zeit	Strom (Amp.)	$100 \cdot \frac{R_0}{l} \left(\frac{\text{Ohm}}{\text{mm}} \right)$
Anfangs- wert	unge- tempert	12,82	Anfangs- wert	unge- tempert	13,01
15 Min.	0,28	12,74	1 Min.	0,34	12,83
15 "	0,29	12,66	2 "	0,34	12,82
15 "	0,30	12,65	3 "	0,34	12,81
15 "	0,31	12,62	4 "	0,34	12,79
15 "	0,32	12,61	10 "	0,34	12,80
15 "	0,33	12,59	15 "	0,34	12,79
15 "	0,34	12,58	20 "	0,34	12,78
15 "	0,35	12,57	30 "	0,34	12,79
15 "	0,36	12,57	15 Std.	0,34	12,81
15 "	0,37	12,58			
12 Std.	0,37	13,23			
15 Min.	0,36	13,25			
15 "	0,35	13,25			
15 "	0,34	13,25			

eine 12 Std. lang fortgesetzte Wärmebehandlung des Drahtes mit 0,37 Amp. seinen Widerstand wieder merklich erhöht, was durch eine folgende Behandlung mit schwächerem Strom nicht wieder rückgängig gemacht werden kann (4). Auch eine zu lange fortgesetzte Temperung mit der günstigsten Stromstärke führt, wie sich bei einer anderen nicht wiedergegebenen Versuchsreihe zeigte, wieder zu einer Erhöhung des Widerstandes. Aus der zweiten Versuchsreihe ist zu ersehen, daß durch die Stromstärke von 0,34 Amp. schon nach der ersten Minute der größte Teil der Herabsetzung des Widerstandes erfolgt und eine weitere Behandlung des Drahtes seinen Widerstand nur mehr sehr wenig verringert. Der Strom zum Tempern der Drähte wurde nicht plötzlich ein- und ausgeschaltet, um momentane starke Temperatursprünge im Draht zu vermeiden und eine Überhitzung beim Öffnen des Stroms zu verhindern.

Widerstandsmessung

Nachdem für jede Drahtsorte die günstigste Temperungsstromstärke ermittelt war, wurden für einige Drahtstücke die Widerstände und Längen zunächst ohne vorherige Temperung gemessen, sodann wurde auf die festgestellte günstigste Art getempert und die Widerstandsmessung wiederholt. In Tab. 2 sind die Mittelwerte dieser

Tabelle 2

Widerstand der getemperten und ungetemperten Drähte

Drahtsorte	R_0/l		%o-Abnahme durch die Temperung	
	ungetempert	getempert	Mittelwert	Höchstwert
„15 μ “	49,67 \pm 0,20 (12)	48,59 \pm 0,23 (9)	2,4	3,0
„30 μ “	12,93 \pm 0,11 (8)	12,72 \pm 0,15 (8)	1,6	1,9
„50 μ “	5,005 \pm 0,015 (3)	4,857 \pm 0,020 (3)	2,9	3,0

Messungen angegeben, ferner die mittleren Abweichungen vom Durchschnittswert und in Klammer die Zahl der Messungen an verschiedenen Drahtstücken einer Sorte. Die Abweichungen der einzelnen Messungen vom Mittelwert sind zum großen Teil durch Ungleichheiten der Drahtdicke, die sich im Mikroskop feststellen ließen, die beim 15 μ -Draht besonders stark waren, zurückzuführen. Die durch die Wärmebehandlung erzielte mittlere Widerstandsabnahme in Prozenten, die ebenfalls in der Tabelle verzeichnet ist, war am kleinsten beim 30 μ -Draht. Da es möglich ist, daß nicht bei allen zur Messung verwendeten Drahtstücken die günstigsten Temperungsbedingungen vorhanden waren, sind in der letzten Spalte der Tabelle auch noch die größten erzielten Verminderungen in Prozenten angegeben.

Zur Erklärung, warum die Herabsetzung des Widerstandes beim 50 μ - und 15 μ -Draht größer war, als beim 30 μ -Draht, kann eine Beobachtung an einer Platinlegierung¹⁾ dienen, deren Widerstand durch eine geeignete Behandlung mit elektrischem Strom um 7,8% herabgesetzt wurde. Es ist also wohl zu vermuten, daß der Herstellungsprozeß der Drähte beim Vorhandensein von Verunreinigungen zu einer stärkeren Erhöhung des Widerstandes führt, und daß daher bei solchen Drähten durch die Temperung auch eine größere Wirkung erzielt werden kann²⁾. Wenn dieser Schluß richtig ist, so kann man folgern, daß der 30 μ -Draht am reinsten war.

Dickenbestimmung

Die auf einer Analysenwaage von Kuhlmann (Empfindlichkeit 0,005 mg) vorgenommenen Wägungen zur Drahtdickenbestimmung führten zu den in Tab. 3 zusammengestellten Ergebnissen. Bei der Berechnung der Drahtdicke aus dem Gewicht wurde das spezifische

Tabelle 3
Drahtdicken

Material	Länge (mm)	Gewicht (mg)	Durchmesser (μ)		Δ (μ)
			aus der Wägung	mit Mikroskop	
Pt	396	1,785	16,35	17,05 \pm 0,48	0,70
"	1145	19,12	31,52	—	—
"	170	2,82	31,38	32,25 \pm 0,22	0,87
"	135	5,97	51,29	—	—
"	60,0	2,67	51,44	52,07 \pm 0,20	0,63
Ni	277	0,51	16,36	17,20 \pm 0,20	0,84
"	595	11,88	53,84	54,74 \pm 0,25	0,90

Gewicht des Platins mit 21,4 angenommen. Dieser Wert kann, wie eine Betrachtung der Angaben verschiedener Beobachter zeigt (5), nur um etwa 0,25% falsch sein. Nimmt man als Fehler der Gewichtsbestimmung einige Promille an, als Fehler der Längenbestimmung etwa 0,5%, so ergibt sich für den Dickenfehler 0,3%.

Zur Dickenbestimmung mit dem Mikroskop diente ein Instrument von Reichert mit den Objektiven 6 oder 8a und dem Mikrometerplanokular IV. Zur Messung lagen die Drähte auf einem Glasplättchen, das von unten mit Tageslicht oder durch eine ungefähr 1 m vom Beleuchtungsspiegel entfernte Glühlampe beleuchtet wurde. Der Beleuchtungskondensor des Mikroskops, durch den keine Bildverbesserung erzielt werden konnte, wurde nicht verwendet. Die

1) Mit dem spezifischen Widerstand $22 \cdot 10^{-6}$ Ohm-cm bei 0° C.

2) In der Literatur konnte ich keine diesbezüglichen Angaben finden.

Drähte, deren Durchmesser durch Wägung bestimmt war, wurden an zahlreichen Stellen unter dem Mikroskop durchgemessen. Die Mittelwerte der Messungsergebnisse und ihre mittleren Abweichungen sind in Tab. 3 in der vorletzten Spalte angegeben. Man kann aus der Größe der mittleren Abweichungen die Ungleichmäßigkeit der Drähte beurteilen. Man erkennt, daß der 15μ -Draht am ungleichmäßigsten ist.

Vergleicht man die Wägungsergebnisse mit den mikroskopisch festgestellten, so sieht man, daß die letzteren in allen Fällen größer sind. Die Unterschiede Δ sind in der letzten Spalte verzeichnet. Ein systematischer Gang mit der Drahtdicke ist nicht feststellbar. Um zu prüfen, ob diese Unterschiede nicht vielleicht durch ein falsches spezifisches Gewicht bedingt sind, habe ich noch einige Drähte aus reinem Nickel ($s = 8,85$) durchgemessen; die Resultate sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. Die Δ für diese Drähte stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit sehr gut mit den an Platindrähten erhaltenen Werten überein. Für Metalldrähte von 16 bis 54μ Durchmesser ergab also die mikroskopische Messung einen um rund $0,8\mu$ größeren Wert für die Dicke als die Wägung.

Zur Erklärung dieser Abweichung muß angenommen werden, daß der Durchmesser der Drähte im Mikroskop zu groß gesehen wird. Das mikroskopische Bild hat niemals ganz scharfe Ränder; bei geeigneter Beleuchtung sieht man zu beiden Seiten des Drahtes Interferenzstreifen. Basu (6) hat das Streifensystem, das im Mikroskop bei Einstellung auf einen von rückwärts beleuchteten Rand eines dicken Metalldrahtes gesehen wird, photographiert und die Streifenabstände auf Grund einer einfachen Vorstellung über die Interferenz des an der Drahtoberfläche reflektierten Lichtes mit dem direkten Licht richtig berechnet. Als Drahttrand wird auf den Photographien eine Stelle, an der ein plötzlicher Übergang von Dunkel zu Hell zu erfolgen scheint, angesehen. Diese Stelle ist in ihrer Lage sehr stark davon abhängig, ob das Mikroskop genau auf den Achsialschnitt des Drahtes eingestellt ist oder nicht. Aber auch bei genauer Einstellung auf diese Schnittebene fällt der vermeintliche Drahttrand nicht mit dem geometrischen zusammen, sondern liegt etwas außerhalb: der Draht erscheint verbreitert.

Auch die Betrachtung einer von Arkadiew (7) aufgenommenen Photographie der Lichterscheinung, die sich in großer Entfernung hinter einem beleuchteten, in den Weg der Lichtstrahlen gestellten Schirmrand verschiedenen Krümmungshalbmessers auf einem Aufschirmschirm ergibt, zeigt, daß die Schattengrenze des Drahtschattenbildes etwas außerhalb der geometrisch bestimmten liegt. In der Photographie von Arkadiew ist auch die nach der Fresnelschen

Beugungstheorie berechnete Kurve der Helligkeitsverteilung auf dem Auffangschirm dargestellt. Daraus ist zu sehen, daß am Schattenrand kein plötzlicher Anstieg von Dunkel zu Hell erfolgt, sondern ein allmählicher; etwas außerhalb des Randes des geometrischen Schattens erreicht die Helligkeit ein Maximum und daran schließen sich eine Reihe von hellen und dunklen Streifen.

Eine ähnliche Helligkeitsverteilung ist auch, wie sich auf Grund der einfachen Annahmen von Basu leicht rechnen läßt, direkt an der Oberfläche eines von rückwärts beleuchteten Drahtes vorhanden. Wo bei einer solchen Helligkeitsverteilung der Rand des Drahtes in einem auf ihn eingestellten Mikroskop gesehen wird, kann nicht völlig sicher gesagt werden. Nach der Kühlschen Auswertung (8) des Machschen Kontrastgesetzes muß aus der Kurve der Intensitätsverteilung die Kontrastfunktion abgeleitet werden, deren Wendepunkt die Lage des vermeintlichen Drahtandes bei direkter Betrachtung bestimmt. Das gilt auch für das im Mikroskop gesehene Bild dieser Verteilung, falls durch die Abbildung keine Änderung der Intensitätsverteilung bewirkt wird.

Es ist also zu folgern, daß nicht der im Mikroskop gemessene, sondern der durch Wägung bestimmte Wert für die Dicke richtig ist.

Um diese Schlußfolgerung zu stützen, habe ich noch ein Verfahren zur Messung des Unterschieds der nach beiden Methoden bestimmten Dicken, das auch in der Literatur (9) erwähnt ist, verwendet. Zwei gleichdicke Drähte wurden auf dem Objektträger in möglichst kleinem Abstand nebeneinander mit Klebwachs befestigt, dann wurde ein Deckgläschen, das an den Rändern mit etwas Wachs bestrichen war, darüber gedrückt, so daß es am darunter liegenden Glas haftete; dann wurde das Deckglas ein wenig hin und her geschoben, bis die Drähte an irgendeiner Stelle zur Berührung kamen. Solange die Berührung noch nicht erfolgt ist, sieht man an der Stelle, an der sich die Drähte nahe kommen, im mikroskopischen Bild ein Ineinandergreifen der beiden Drahtbilder mit ihren Interferenzstreifen; wenn sich die Drähte berühren, ist keine scharfe Grenze zwischen ihnen mehr wahrzunehmen. Nun wurde an der Berührungsstelle die Dicke D^* der beiden Drähte (Entfernung der äußeren Ränder) gemessen, hierauf durch eine leichte Verschiebung des Deckglases eine Trennung der Drähte vorgenommen und dann wurden an der Stelle, wo die Berührung stattgefunden hatte, die Dicken d^* der einzelnen Drähte ebenfalls gemessen. Es gilt offenbar, wenn im Mikroskop dieselbe Verbreiterung Δ bei Betrachtung des einfachen und des doppelten Drahtes gesehen wird, falls d die wahre Drahtdicke ist

$$D^* = 2d + \Delta, \quad d^* = d + \Delta,$$

woraus $\Delta = 2d^* - D^*$ folgt. Ich erhielt für den 15 μ -Draht $\Delta = 0,75 \pm 0,25 \mu$, für den 50 μ -Draht $\Delta = 0,70 \pm 0,20 \mu$. Das ist in guter Übereinstimmung mit den Werten, die sich aus dem Unterschied der durch Wägung bestimmten und mikroskopisch gemessenen Durchmesser ergeben.

Berechnung des spezifischen Widerstands bei 0° C

In der Formel für den Widerstand $R = \varrho_0 \frac{l}{q}$ wurden für die Berechnung von ϱ_0 die durch Wägung bestimmten Querschnitte q eingesetzt. Dabei begeht man allerdings wegen der etwas ungleichmäßigen Drahtdicke den Fehler, daß man statt des Mittelwertes $1/\bar{q}$ den Wert $1/\bar{q}$ einsetzt. Die Resultate zeigt Tab. 4, und zwar für die

Tabelle 4
Spezifischer Widerstand

Sorte	Dicke (μ)	$\frac{R_0}{l}$ (Ohm/cm)	$\frac{R_0}{l}$ (Ohm/cm)	$\varrho_0 \cdot 10^6$ (Ohm/cm)	Be- merkungen
		ungetempert	getempert	getempert	
„15 μ “ {	16,35	48,83	47,36	9,943	$l = 394 \text{ mm}$
	16,35	49,70	48,20	10,12	Mittelwert
	31,52	12,83	12,59	9,823	$l = 796,5 \text{ mm}$
„30 μ “ {	31,38	13,02	12,77	9,976	$l = 60,9 \text{ mm}$
	31,45	12,93	12,69	9,858	Mittelwert
	51,29	5,02	4,87	10,06	$l = 129,7 \text{ mm}$
„50 μ “ {	51,44	4,99	4,84	10,06	$l = 57,7 \text{ mm}$
	51,36	5,005	4,855	10,06	Mittelwert

fünf gewogenen Drähte der Tab. 3 und für die Mittelwerte der Tab. 2, wobei für die Auswertung dieser die Durchschnittswerte der durch Wägung ermittelten Drahtdicken eingesetzt wurden. Der von Grüneisen und Goens für reines Platin angegebene Wert von ϱ_0 beträgt $9,81 \cdot 10^{-6}$ Ohm·cm. Alle von mir bestimmten Werte von ϱ_0 überschreiten, wie die Tabelle zeigt, diesen Normalwert. Am geringsten ist die Überschreitung beim 30 μ -Draht, im Mittel etwa 0,5%, während beim 15 μ - und 50 μ -Draht die Überschreitungen im Mittel 2,3% betragen. Aus der Tatsache, daß bei diesen beiden Drähten ein größerer Temperungeffekt vorhanden war, habe ich geschlossen, daß ihnen ein geringerer Reinheitsgrad zukommt. Man muß dann folgerichtig annehmen, daß der Hauptteil der Erhöhung des ϱ_0 , der an diesen Drähten festgestellt wurde, durch Verunreinigungen bedingt ist. Es läßt sich daher nicht entscheiden, ob noch ein kleiner Rest auf Rechnung einer Verkürzung der freien Weglänge durch die kleinen Drahtdimensionen zu setzen ist.

Beim 30 μ -Draht, dem reinsten der Drähte, liegt aber die Überschreitung wahrscheinlich schon innerhalb der Fehlergrenzen der Messung. Denn aus einer Abschätzung der Fehler von R_0/l zu 0,9% und von d zu 0,3% ergibt sich der Fehler des ϱ_0 zu ungefähr 1,1%. Nimmt man aber an, daß die Fehler zu hoch angenommen wurden, und schreibt man die festgestellte Erhöhung des ϱ_0 bei diesem Draht einer Verkürzung der mittleren freien Weglänge zu, so rechnet man aus der Nordheimschen Formel für den spezifischen Widerstand eines Drahtes der Dicke d : $\varrho_d = \varrho_\infty \left(1 + \alpha \frac{\lambda}{d}\right)$ mit dem Mittelwert für $\varrho_d = 9,85 \cdot 10^{-6}$, ferner mit $\varrho_\infty = 9,81 \cdot 10^{-6}$ und $\alpha = \frac{8}{3\pi}$ für die freie Weglänge $\lambda = 0,15 \mu$).

Deutung der Reuterschen Messungen

Da Reuter seiner Berechnung des spezifischen Widerstandes die mit dem Mikroskop, also nach den vorigen Ausführungen zu hoch gemessenen Drahtdicken zugrunde legte, sind die von ihm angegebenen

Werte für den spezifischen Widerstand seiner Drähte jedenfalls zu hoch. In Abb. 1 sind seine Messungsergebnisse bei 0°C in der Weise veranschaulicht, daß die Werte von

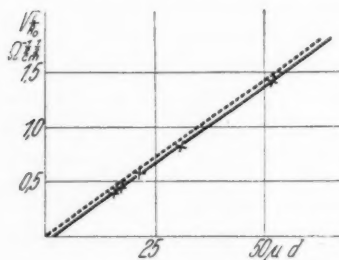


Abb. 1. Zur Deutung der Reuterschen Messungsergebnisse über die Zunahme des spezifischen Widerstandes mit abnehmender Drahtdicke

$\sqrt{\frac{l}{R_0}}$ als Funktion von d aufgetragen sind. Es läßt sich durch die 5 Punkte eine Gerade legen, die ausgezogene Gerade der Abbildung, die die Abszissenachse in einer gewissen Entfernung vom Ursprung schneidet. Wegen

$$\sqrt{\frac{l}{R_0}} = d \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4\varrho_0}}$$

müßte sich aber eine Gerade durch den Ursprung ergeben. Für $\varrho_0 = 9,81 \cdot 10^{-6}$ Ohm·cm hat diese den Verlauf der in der Abbildung strichlierten Geraden. Diese ist der Reuterschen Geraden parallel.

Die Reuterschen Messungen können also auch so gedeutet werden, daß seine Drahtdicken um einen bestimmten Betrag zu hoch waren, und zwar für alle Drahtdicken um denselben Betrag, der

1) Nach der Sommerfeldschen Formel für ϱ_0 ergibt sich, wenn pro Atom ein freies Elektron angenommen wird, $\lambda = 0,082 \mu$.

gleich der Horizontalentfernung der beiden Geraden der Abb. 4 ist. Diese Entfernung beträgt $1,6 \mu$.

Auch die lineare Beziehung $\varrho_d = A + B \frac{1}{d}$, die Reuter gefunden hat, kann durch eine um einen gewissen Betrag Δ zu groß gemessene Drahtdicke erklärt werden. Denn wegen

$$\varrho_d = \frac{R}{l} \frac{(d + \Delta)^2}{4} \pi = \frac{R}{l} \frac{d^2 \pi}{4} \left(1 + 2 \frac{\Delta}{d} \right) \text{ gilt } \Delta = \frac{1}{2} \frac{B}{A}.$$

Setzt man die Reuterschen Zahlenwerte für A und B ein, so ergibt sich der auch auf graphischem Wege festgestellte Betrag $\Delta = 1,6 \mu$.

Der größte Teil der von Reuter gefundenen Widerstandserhöhung ist also sicher auf Rechnung der Verbreiterung der Drähte im Mikroskop zu setzen. Daß Reuter eine stärkere Verbreiterung bekam, als ich, läßt sich vielleicht dadurch erklären, daß er bei sehr starker Vergrößerung und bei Tageslicht und daher recht schwacher Beleuchtung gemessen hat. Ich konnte feststellen, daß die Verbreiterung um so beträchtlicher ist, je schwächer die Drähte beleuchtet sind. Auch hat er vielleicht nicht genau auf den Achsialschnitt der Drähte eingestellt, wodurch, wie aus den Photographien Basus folgt, ebenfalls eine größere Verbreiterung bewirkt wird.

Zusammenfassung

Bei der Messung der Drahtdicke mit dem Mikroskop begeht man einen Fehler; wegen einer Verbreiterung des Drahtbildes infolge von Interferenz- und Beugungserscheinungen an den Drahträndern wird die Dicke zu groß gemessen, und zwar um einen Betrag, der in erster Annäherung von der Drahtdicke unabhängig ist, wie durch den Vergleich mikroskopisch gemessener Drahtdicken zwischen 15 und 54μ mit den durch Wägung erhaltenen Werten erkannt wurde.

Die Bestimmung des spezifischen Widerstandes dünner Platindrähte durch Reuter ist durch diesen systematischen Fehler gefälscht, da er seiner Berechnung die mikroskopisch gemessenen Drahtdicken zugrunde legte.

Neue Bestimmungen des spezifischen Widerstandes von Platin an drei Drahtsorten, deren Durchmesser zwischen 16 und 52μ betragen, die einer sorgfältigen Temperung zur Beseitigung der durch innere Spannungen bedingten Widerstandserhöhung unterzogen wurden, ergaben nur eine geringe Erhöhung des spezifischen Widerstandes, von der wegen der Messungsfehler und vermuteter geringfügiger Verunreinigungen nicht mit völliger Sicherheit entschieden werden kann, ob sie durch eine Verkürzung der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen infolge des kleinen Drahtdurch-

messers bedingt ist. Es kann daher gefolgert werden, daß die freie Weglänge in Platin bei 0°C sicher nicht größer als $0,15\ \mu$ ist.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Graz auf Anregung und unter Leitung von Frau Dozent Dr. Angelika Székely durchgeführt. Ihr, sowie Herrn Prof. Dr. Erich Rumpf, der die Hilfsmittel des Instituts zur Verfügung stellte, ferner Herrn Prof. Dr. Hans Benndorf, der mich in liebenswürdiger Weise durch Ratschläge unterstützte, sei auch an dieser Stelle der herzlichste Dank ausgesprochen.

Literaturverzeichnis

- 1) A. Eucken u. F. Förster, Göttinger Nachr. N. F. 1. S. 43. 1934;
- L. Riedel, Ann. d. Phys. [5] 28. S. 603. 1937.
- 2) H. Reuter, Ann. d. Phys. [5] 30. S. 494. 1937.
- 3) L. Riedel, Ann. d. Phys. [5] 33. S. 733. 1938.
- 4) W. Meissner, Handb. d. Experimentalphysik 11. 2. Teil. S. 97. 1936.
- 5) Landolt-Börnstein, Phys. chem. Tabellen, 3. Aufl.
- 6) N. Basu, Phil. Mag. 35. S. 79. 1918.
- 7) W. Arkadiew, Phys. Ztschr. 14. S. 832. 1913.
- 8) A. Kühl, Phys. Ztschr. 29. S. 6. 1928.
- 9) F. Ehrenhaft, Compt. rend. 204. S. 40. 1937.
- 10) E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. 44. S. 639. 1927.

Graz, Physikalisches Institut d. Universität.

(Eingegangen 14. Juni 1941)

Über die Lichtanregung beim Stoß von He^+ -Ionen gegen Ne-Atome¹⁾

Von W. Trittelvitz

(Mit 10 Abbildungen)

Übersicht: Einleitung, Ziel der Arbeit. — I. Experimentelle Methodik:
1. Die Entladungsanordnung; 2. Der Spektrograph; 3. Zur Versuchstechnik;
4. Das Photometer. — II. Ergebnisse: 1. Relative Anregungsfunktionen;
2. Zur Zuverlässigkeit der Meßergebnisse; 3. Absolute Anregungsquerschnitte;
4. Vergleich der Meßergebnisse mit sonstigen Erfahrungen; 5. Folgerungen für
den Umladungsvorgang $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$. — Zusammenfassung.

Einleitung, Ziel der Arbeit

Quantitative Untersuchungen über die Leuchterscheinungen beim Zusammenstoß atomarer und molekularer Partikel²⁾ verwandten bisher in der Mehrzahl der Fälle als Geschosse Neutralteilchen, die leicht aus einem Ionenstrahl durch Umladung im eigenen Gas erzeugt werden können. Ionen einheitlicher Art als Geschosse ließen sich in ausreichender Intensität nur bei Alkalien erzielen, deren Salze zu Ionenquellen werden, wenn man sie auf hohe Temperatur bringt. Dagegen ist die Herstellung eines intensiven, homogenen Ionenstrahls aus einem Gas — indem man dies etwa mit Elektronen beschießt — vor allem dadurch außerordentlich erschwert, daß ein großer Teil der Ionen, wenn man sie aus dem Gas herauszieht, durch umladende Zusammenstöße neutralisiert wird. Derselbe Vorgang, der die bequeme Quelle für Neutralstrahlen bildet, macht die Gewinnung reiner Ionenstrahlen unmöglich. Natürlich kann man, ehe der aus Ionen und Neutralteilchen bestehende gemischte Strahl gegen das zu untersuchende Gas geschossen wird, immer noch eine Trennung der geladenen Anteile vom neutralen durch Ablenkung in elektromagnetischen Feldern vornehmen. Vereinzelte Versuche — allerdings bei sehr großen Strahlgeschwindigkeiten — mit Protonen, die auf diese Weise erhalten wurden, sind tatsächlich gelungen²⁾. Im allgemeinen wird

1) D 90.

2) Vgl. vor allem den Bericht von W. Maurer, *Phys. Ztschr.* **40**. S. 161. 1939.

aber die Strahlintensität durch solche Trennverfahren, besonders bei den mehr interessierenden kleineren Spannungen, derartig heruntergesetzt, daß an eine quantitative Untersuchung der entstehenden Leuchterscheinung kaum mehr zu denken ist.

Da Meßergebnisse über das Stoßleuchten bei Verwendung von Gasionen in verschiedener Hinsicht wünschenswert sind, sucht die vorliegende Arbeit einen Beitrag zur Schließung dieser Lücke zu liefern. An sich sollte man der Erzeugung eines möglichst reinen Ionenstrahls schon durch geeignete Formgebung der Versuchsanordnung mit intensiver Evakuierung des Strahlwegs näherkommen können, indem man Zusammenstöße, die zur Neutralisierung der Ionen führen, nach Möglichkeit unterdrückt. Doch zeigen eigene sowie frühere Erfahrungen, daß man hiermit nur schwer weiterkommt, da die Wahrscheinlichkeit für die Umladung im eigenen Gas stets ganz besonders groß ist¹⁾. Man kann aber in allen Fällen, in denen es sich um ein Gemisch von Neutralteilchen mit nur einer einzigen Ionensorte handelt, an die Wirkung dieser Ionen allein auf folgendem indirekten Weg herankommen. Man untersucht einerseits das Leuchten, das im Versuchsgas durch den aus Ionen und Neutralteilchen bestehenden gemischten Strahl hervorgerufen wird von der natürlichen Zusammensetzung, wie ihn die Erzeugungsanordnung liefert. Andererseits entzieht man diesem Strahl durch elektrostatische Ablenkung den nicht sehr großen Anteil an Ionen ganz und verfolgt das Leuchten, das der restliche reine Neutralstrahl erzeugt. Der Unterschied beider Wirkungen gehört quantitativ den Ionen an.

Natürlich birgt ein solches Differenzverfahren die Möglichkeit großer Fehler in sich. Hier wird es dadurch noch ganz besonders belastet, daß alle Intensitäten wegen der geringen Helligkeit der Leuchterscheinungen wie üblich mittels der wenig zuverlässigen photographischen Photometrie bestimmt werden müssen. Die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, zu zeigen, daß man trotzdem auf diesem Wege durch gesteigerte Sorgfalt zu brauchbaren Ergebnissen gelangen kann. Sie entwickelt die dafür nötige Methodik und wendet sie auf das Leuchten des Stoßes $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ an, für dessen Linien Anregungsfunktionen und durch Vergleich mit Elektronenstoßleuchten auch Absolutwerte von Anregungsquerschnitten angegeben werden können. Die Arbeit öffnet damit den Weg zur quantitativen Behandlung sehr zahlreicher Vorgänge, die bisher überhaupt unzugänglich waren. Die Untersuchung einiger weiterer Stöße, deren

1) Vgl. z. B. F. Wolf, Ann. d. Phys. [5] 29. S. 33. 1937; 30. S. 313. 1937.

W. Tr

Leuch
ladung
bereitsD
besteh
gungs-
auch
einen

E: E

aus Ga
Dahl
benutz
vereinf
ladungs
Druck
entladu
sind mi1)
2)
3)

Annale

Leuchten besonders im Zusammenhang mit schon bekannten Umladungserscheinungen von Interesse ist¹⁾, wurde im hiesigen Institut bereits in Angriff genommen.

I. Experimentelle Methodik

1. Die Entladungsanordnung

Das Versuchsgefäß ist in Abb. 1 halbschematisch dargestellt. Es besteht in der üblichen Weise aus der Ionenquelle, dem Beschleunigungs- und Pumpraum sowie dem Stoßraum. Die Ionenquelle muß auch bei verhältnismäßig kleinen Beschleunigungsspannungen noch einen möglichst intensiven Strahl liefern können. Als Quelle für Ionen

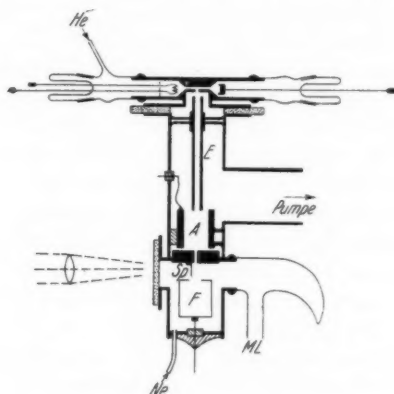


Abb. 1. Apparatur.

E: Beschleunigungselektrode; *A:* Ablenkkondensator; *F:* Faraday-Käfig;
ML: zum MacLeod; *Sp:* Spalt des Spektrographen

aus Gasen eignet sich besonders gut der Niedervoltbogen nach Tuve, Dahl und Hafstad²⁾, der seither in zahlreichen Untersuchungen benutzt wurde. Er findet hier in der von Kotecki³⁾ angegebenen vereinfachten Form Verwendung. Es handelt sich um eine Entladungsröhre aus rostfreiem Stahl, in der bei einigen Zehntelmillimetern Druck eine durch Glühelektronen aufrechterhaltene Heliumbogenentladung von 1 Amp. Stromstärke brennt. Anode und Oxydkathode sind mit Normalschliffen aufgesetzt. Ein Wassermantel, welcher das

1) Vgl. vor allem F. Wolf, Ann. d. Phys. [5] **30**, S. 313. 1937.

2) M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, Phys. Rev. **48**, S. 241. 1935.

3) A. Kotecki, Ztschr. f. Phys. **108**, S. 640. 1938.

Stahlrohr zur Kühlung außen umgibt, ist nicht mit eingezeichnet. In der Mitte verengt sich das Stahlrohr zu einer Kapillaren von 4 mm Weite und 18 mm Länge, die von unten her mit einer Öffnung von 2 mm Durchmesser angebohrt ist. An dieser Stelle großer Strömdichte zieht die Beschleunigungselektrode *E*, ein Eisenrohr von 4 mm Weite, Ionen aus dem Bogen heraus. Da durch die Öffnung zugleich dauernd Heliumgas verlorengeht, wird zur Aufrechterhaltung stationären Druckes im Bogenraum ständig aus einem Vorratsballon von 50 Liter Inhalt über einen zwischengeschalteten kapillaren Strömungswiderstand neues Helium nachgeliefert. Der Verbrauch, auf Atmosphärendruck umgerechnet, beträgt etwa $\frac{1}{2}$ Liter/Std. Das verwendete Helium ist in einer kleinen Stahlflasche von der Firma Griesogen bezogen und enthält nach ihrer Angabe etwa 2% Verunreinigungen, hauptsächlich Stickstoff und Kohlenwasserstoffe. Um ein Eindringen von Luft zu vermeiden, füllt man das Helium aus der Stahlflasche in den Vorratsballon bei Überdruck im Reduzierventil ab. Durch Überwachung des Druckes im Vorrat wird auch der Druck im Bogen konstant gehalten. Die Ionenquelle ist durch einen Glasring mit Planschliffen von der übrigen Apparatur isoliert.

Der an die Ionenquelle nach unten hin anschließende Beschleunigungs- und Pumpraum muß nach dem in der Einleitung Gesagten vor allem möglichst gut evakuiert werden, um der Neutralisierung der Strahlionen nach besten Kräften entgegenzuwirken. Hierzu wird eine dreistufige Quecksilberdiffusionspumpe, Modell E, nach Gaede verwandt, deren Rohrverbindung mit der Versuchsanordnung möglichst weit, zu durchschnittlich 36 mm, und so kurz gewählt ist, als es die Einschaltung einer ebenfalls sehr weiten Kühlfalle und eines Hahns irgend erlaubt. Aus den Einzelabmessungen berechnet sich die am Ausgang aus der Versuchsanordnung wirksame Saugleistung für Luft zu etwa 4000 cm³/sec bei 0,001 mm Druck. Um auch auf dem eigentlichen Strahlweg den Druck möglichst klein zu halten, ist das Rohr der Beschleunigungselektrode *E* von allen Seiten mit großen Löchern durchbohrt. — Trotz dieser Maßnahmen enthält der in den Stoßraum eintretende Strahl, wie sich in II, 1 zeigen wird, so viele neutralisierte Teilchen, daß man unmöglich daran denken kann, etwa ihre Wirkung neben derjenigen der Strahlionen zu vernachlässigen. Die Wolke von ausströmendem Heliumgas, die sich ständig unmittelbar unter der Anbohrung der Ionenquelle aufhält, ist doch offenbar so dicht, daß sie noch eine sehr erhebliche Umladung der Strahlteilchen verursacht. So wird das in der Einleitung besprochene Differenzverfahren unumgänglich nötig. — In dem einen der dabei vorzunehmenden Teilversuche sollte der geladene Anteil ganz aus dem

Strahl ausgeschieden werden. Dies besorgt der Ablenkkondensator *A*, an den ein kräftiges elektrisches Feld gelegt werden kann.

Durch einen runden Kanal von 1 mm Durchmesser und 10 mm Länge tritt ein Bruchteil des gesamten Teilchenstromes endlich in den Stoßraum ein. Sein elektrischer Anteil kann mit dem Faraday-Käfig *F* gemessen werden. Leitet man in diesen Raum Neon ein, das dann dauernd durch den feinen Kanal zur Pumpe abströmt, so leuchtet der Strahl rot auf und kann durch ein aufgekittetes Fenster beobachtet werden. Ein innen berußtes Woodsches Horn als Lichtfalle ergibt einen völlig dunklen Hintergrund. Das MacLeod-Manometer zur Druckmessung ist daran angeblasen. — An allen Zuführungen zur

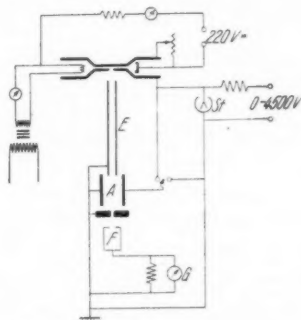


Abb. 2. Schaltung der Apparatur.

E: Beschleunigungselektrode; *A*: Ablenkkondensator; *F*: Faraday-Käfig;
G: Galvanometer; *St*: Starke-Schroeder-Voltmeter

Apparatur werden Quecksilber- und Fettdämpfe mit flüssiger Luft abgefroren.

Die Schaltung der Anordnung geht aus Abb. 2 hervor. Die zur Beschleunigung der Ionen notwendige Hochspannung wird einer Gleichstrommaschine entnommen, welche für 4000 Volt gebaut ist, aber bei geringer Überbelastung fast 5000 Volt liefert. Sie kann zwischen 1000 und 4500 Volt unmittelbar vom Arbeitsplatz aus geregelt werden. Ein Widerstand von 10000 Ohm bleibt zum Schutz der Maschine dauernd vorgeschaltet. Die Ionenquelle befindet sich gegenüber der übrigen, geerdeten Apparatur auf Hochspannung. Darum wird die Oxydkathode über einen Röntgenheiztransformator mit Wechselstrom geheizt. Den Gleichstrom zum Betrieb der Bogenentladung erzeugt eine selbsterregte Dynamomaschine von 1,25 kW, welche zur Isolation gegen Erde auf Porzellanfüße gestellt ist und mit einer Pertinaxwelle angetrieben wird. Ein Vorwiderstand begrenzt

den Bogenstrom auf 1 Amp. Ein weiterer Widerstand zwischen Stahlrohr und Anode gibt dem Stahlrohr ein definiertes Potential, dasjenige der halben Bogenspannung gegenüber der Kathode. Die an der Ionenquelle liegende Beschleunigungsspannung wird mit einem Starke-Schroeder-Voltmeter *St* laufend überwacht. — Dieselbe Spannungsquelle läßt sich auch zur Erzeugung des ablenkenden Feldes in *A* verwenden. Verbindet man die eine, mit Glimmer isolierte Kondensatorplatte leitend mit der Ionenquelle, so wirkt einfach die volle Beschleunigungsspannung als Ablenkspannung und bläst alle Ionen auf die andere, geerdete Platte, was an einem verschmorten Fleck auf ihr unmittelbar zu erkennen ist. — Der im Stoßraum über den Faraday-Käfig zum Gehäuse abfließende Strom kann mit einem Spiegelgalvanometer gemessen werden. Er beträgt im allgemeinen 10^{-7} bis 10^{-8} Amp.

2. Der Spektrograph

Da ein lichtstarker Spektrograph zur Zerlegung und Photographie des recht lichtschwachen Leuchtens nicht zur Verfügung stand, wurde eine entsprechende Anordnung aus einzelnen Teilen behelfsmäßig zusammengestellt und auf einer Zeiss-Schiene befestigt. Ein Zeiss-Tessar 1:3,5 von 15 cm Brennweite wurde als Objektiv auf eine ältere 9×12 -cm-Plattenkamera gesetzt. Ein vorhandenes 60° -Prisma von 65 mm Basislänge und 39 mm Höhe kann damit eben noch annähernd voll ausgenutzt werden. Die Lichtstärke eines Spektrographen hängt ja bei voller Ausleuchtung des Prismas nur vom Öffnungsverhältnis der Kamera, aber durchaus nicht von der Brennweite des Kollimators ab¹⁾. Man darf im Kollimator eine große Brennweite verwenden und erreicht damit, daß bei gleicher Winkeldispersion des Spektrographen, d. h. bei gleicher Breite des Spektrums das geometrisch-optische Spaltbild verkleinert wird und damit das praktische Auflösungsvermögen wächst. Als Kollimatorlinse wird hier ein Fernrohrobjektiv von etwa 30 cm Brennweite verwendet. Da es Mühe macht, den sehr lichtschwachen Teilchenstrahl auf einen außenstehenden Spalt abzubilden, wird der Spalt ins Vakuum unmittelbar vor den Strahl verlegt (vgl. *Sp* in Abb. 1) und so innerhalb des in Frage kommenden Winkelbereichs mit der Strahlungsdichte der zu untersuchenden Lichtquelle ausgeleuchtet. Das bedeutet Gewinn an Lichtstärke gegenüber optischer Abbildung, denn es ist nicht möglich, durch optische Abbildung die Strahlungsdichte einer Lichtquelle ganz zu erreichen, da Verluste durch Reflexion und Absorption nicht zu vermeiden sind.

1) Vgl. R. W. Pohl, Optik, S. 83.

Der getrennte Aufbau von Kollimatorlinse und Spalt birgt die Gefahr einer Abstandsänderung und damit der Unschärfe der Abbildung in sich. Hiergegen schützt die große Brennweite des Kollimators.

Zwei zur Kamera gehörige Doppelkassetten wurden zum Einlegen kurzer Stücke Kinofilm eingerichtet. Die Scharfeinstellung des Spektrographen erfolgt mit Lupe und Mattscheibe. Das Licht hierzu liefert das sehr lichtstarke Stoßleuchten $\text{He} \rightarrow \text{He}$ bei größtmöglicher Spannung und einigen Zehntelmillimetern Druck im Stoßraum. Das Prisma bleibt dauernd im Minimum der Ablenkung für die gelbe Heliumlinie. Da der Spalt im Vakuum nicht verstellt werden kann, wurde er keilförmig ausgebildet. Seine größte Breite ist 0,15 mm, seine Länge etwa 3,5 mm. Die Dispersion des Spektrographen beträgt bei

4000 Å . . . 100 Å/mm

5000 Å . . . 250 Å/mm

6000 Å . . . 450 Å/mm

Das sichtbare Gebiet wird 10 mm breit wiedergegeben.

3. Zur Versuchstechnik

Im Vergleich zur Verwendung anderer Gase macht der Betrieb des Niedervoltbogens mit Helium gewisse Schwierigkeiten. Die Oxydkathode versagt viel öfter, vor allem aber zündet die Bogenentladung in Helium häufig nicht. Die große Ionisierungsspannung des Heliums erschwert das Einsetzen der Entladung bei geringen Feldstärken. Zweckmäßig wird deshalb der Bogen zunächst aus einem besonderen Vorratsgefäß mit Wasserstoff gezündet und betrieben. Bei weiterbrennendem Bogen kann dann zu reinem Heliumbetrieb übergegangen werden. Bereits 1 Min. nach dem Gaswechsel haben sich im Bogenraum stationäre Verhältnisse eingestellt. Auf den Aufnahmen treten Wasserstofflinien nicht auf, ebensowenig, auch bei 1-stündiger Belichtung, Quecksilberlinien.

Wie schon gesagt, erzeugt auch der nach Aussonderung der He⁺-Ionen verbleibende reine Neutralstrahl im Ne ein kräftiges Leuchten, das sich für das Auge sogar nur wenig vom Leuchten des aus Neutralteilchen und Ionen bestehenden Gesamtstrahls unterscheidet. Will man also den Anteil der Ionen allein am Leuchten einigermaßen fehlerfrei durch Differenzbildung feststellen, so ist es notwendig, während der beiden zu vergleichenden Aufnahmen einmal mit und einmal ohne Ionen die Versuchsbedingungen *äußerst* konstant zu halten. Es zeigt sich, daß dies während kürzerer Zeit ganz gut möglich ist. Sobald aber die Belichtungszeiten der beiden Vergleichsaufnahmen auf je

1 Std. ausgedehnt werden, überdecken die zufälligen Versuchsfehler die gesuchte kleine Differenz. Deshalb ist bei allen Aufnahmen eine Belichtungszeit von nur 10 Min. eingehalten. Der Druck des Neons im Stoßraum beträgt dazu einige Hundertstel Millimeter Hg. Er bleibt während der kurzen Dauer der beiden Vergleichsaufnahmen mit und ohne Ionen praktisch konstant.

Um mit verschiedenen Aufnahmepaaren vergleichbare Ergebnisse über das von den Ionen verursachte Leuchten zu erhalten, muß stets auch die Partikelintensität des im Strahl enthaltenen Ionenanteils gemessen werden. Dies geschieht — mit Faraday-Käfig und Galvanometer — zur Vermeidung von Störungen jeweils vor und nach einer Aufnahme bei leergepumptem Stoßraum.

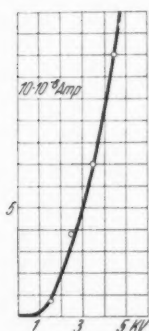


Abb. 3.
Charakteristik
der Ionenquelle

Die in der Leuchterscheinung wirksame Strahlstärke der Ionen erhält man hieraus rechnerisch, indem man mittels des betreffenden Wirkungsquerschnitts die Schwächung ansetzt, der die gemessene Eingangsintensität durch Zusammenstöße mit dem Neongas auf dem Wege bis zur Beobachtungsstelle unterworfen ist. Die Gewinnung absoluter Anregungsquerschnitte in II, 3 verlangt diese Umrechnung. Als überflüssig erweist sie sich dagegen bei der an sich beschränkten Genauigkeit des vorliegenden Verfahrens, da der Wirkungsquerschnitt in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich nur wenig variiert, solange man nur auf vergleichende Intensitätsangaben des Leuchtens bei verschiedenen Strahlenergien, aber sonst konstanten Bedingungen, also auf relative Anregungs-

funktionen ausgeht. Deshalb wird in II, 1 die Vakuumintensität des Ionenanteils bereits als brauchbares Maß für die Strahlstärke verwandt (vgl. auch II, 2). Die Ionenintensität ändert sich übrigens beträchtlich mit der Beschleunigungsspannung, wie Abb. 3 zeigt. Unterhalb 1500 Volt sind keine Messungen möglich, da der nur 1 mm tiefe Strahl dann zu schwach leuchtet. Ein Eintrittskanal von größerem Querschnitt könnte dies bessern, würde aber gleichzeitig die Vakuumverhältnisse im Beschleunigungs- und Pumpraum verschlechtern und eine unangenehme Vergrößerung des Neonverbrauchs nach sich ziehen. — Der Gesamtverbrauch für die hier durchgeführten Versuche beträgt etwa 1 Liter spektralreines Neon, das ebenfalls von der Firma Griesogen geliefert war.

Der Übergang von den relativen Anregungsfunktionen zu Absolutangaben über die Leuchtintensitäten ist leicht möglich, indem man neben Aufnahmen des Ionenstoßleuchtens auch solche von

Elektronenstoßleuchten in Neon herstellt. Da für das Elektronenleuchten absolute Anregungsquerschnitte in der Literatur verfügbar sind, liefert der Vergleich beider Meßreihen sofort die Möglichkeit, auch die Lichtausbeuten bei Ionenstoß absolut anzugeben. Ein Elektronenstrahl an Stelle des Ionenstrahls läßt sich aber in derselben Apparatur unter sonst konstanten Versuchsbedingungen sehr einfach herstellen. Man braucht nur die Beschleunigungsspannung umzupolen und geeignet zu verringern, so werden ganz von selbst Elektronen von hinreichender Intensität aus dem Niedervoltbogen herausgezogen und in den Stoßraum geschickt.

Auf jedem in die Spektrographenkassette eingelegten Filmstück lassen sich immer zwei Aufnahmen machen, die eine mit und die andere ohne Ablenkfeld. Zwischen beiden Aufnahmen wird der Film in der Kassette verschoben. Als Negativmaterial dient Agfa Isopan F 17/10 DIN, das bei guter Allgemeinempfindlichkeit und geringer Grünlücke sehr feinkörnig ist. Die einzelnen Aufnahmepaare können zur Vermeidung von Verwechslungen vor der gemeinsamen Entwicklung durch Lochung gekennzeichnet werden. Zur Feststellung der Schwärzungskurven wird vor einer einfachen Monochromatoranordnung ein kornloser Stufenkeil der Firma Zeiss-Ikon mit der gleichen Belichtungszeit von 10 Min. in den fünf Farben $\lambda = 6400, 5780, 5461, 4916$ und 4359 \AA auf das gleiche Filmmaterial gedruckt. Alle Aufnahmen einer Versuchsreihe sowie die dazu gehörigen fünf Keilkopien sind aus der gleichen 5-m-Packung unmittelbar nacheinander herausgeschnitten und werden nach den Versuchen gleichzeitig in einer Schale miteinander entwickelt. Bei der Entwicklung sind stets gleiche Bedingungen eingehalten.

4. Das Photometer

Um aus dem geringen Unterschied der Schwärzungen, die vom Gesamtstrahl bzw. von den Neutralteilchen allein verursacht werden, mit Erfolg auf die Intensität des reinen Ionenleuchtens zu schließen, muß die Photometrierung der Spektralaufnahmen mit denkbar großer Genauigkeit durchgeführt werden. Ein registrierendes Mikrophotometer von Zeiss, das zuerst versuchsweise benutzt wurde, eignet sich hierfür wenig, vor allem deswegen, weil auf einer zusammenhängenden Registrierung die erzielbare Genauigkeit der Intensitätsmessung stark von der Größe der Schwärzung der einzelnen Spektrallinien abhängt.

Man sieht dies leicht folgendermaßen ein. Für die in einzelnen Spektrallinien emittierte Lichtintensität I wird man naturgemäß einheitlich dieselbe *relative* Genauigkeit anstreben, d. h. es muß stets ein

solcher Intensitätsunterschied dJ noch eben sicher erkennbar sein, daß dJ/J eine feste Konstante bleibt. Wegen des linearen Zusammenhangs der photographischen Schwärzung S mit $\log J$ (Neigungskonstante γ) ergibt sich

$$\frac{dJ}{J} = \frac{dS}{\gamma \log e},$$

was besagt, daß zur Erlangung einer konstanten relativen Genauigkeit bei den Intensitäten alle Schwärzungen mit gleicher *absoluter* Genauigkeit gemessen werden müssen. Bei verschiedensten Schwärzungen einzelner Spektrallinien muß stets der durch obige Beziehung definierte konstante Schwärzungsbetrag dS noch eben deutlich unterschieden werden. Ein registrierendes Photometer, das den Strom einer Photozelle etwa mit Fadenelektrometer und Ableitungswiderstand mißt, liefert nun Ausschläge $a = k i_0 \cdot 10^{-8}$, die der von der Plattenschwärzung S durchgelassenen Beleuchtungsintensität $i = i_0 \cdot 10^{-8}$ proportional sind. Hieraus folgt:

$$dS = - \frac{10^8 \log e}{k i_0} da.$$

Die Genauigkeit, mit der man die Elektrometersausschläge a ermitteln kann, ist unabhängig von der Größe von a durch die Güte der Anordnung begrenzt. Unter die sichere Unterscheidung eines festen da , z. B. $da = 0,1$ Skt. bei sehr guter Abbildung, kommt man nicht herunter. Konstantes da bedeutet aber nach der letzten Gleichung, daß die Schwärzungen durchaus nicht, wie gefordert, mit fester absoluter Genauigkeit, bis auf festes dS bestimmt werden. Vielmehr wächst das noch unterscheidbare dS bei konstant gehaltenen Meßbedingungen $k \cdot i_0$ proportional 10^8 , die Schwärzungsbestimmung wird bei zunehmender Plattenschwärzung tatsächlich rasch immer ungenauer.

Will man diese Schwierigkeit vermeiden, so muß man von Spektrallinie zu Spektrallinie die Apparaturkonstante $k i_0$ so verändern, daß $\frac{10^8}{k i_0}$ denselben Wert behält. Leichter als durch Verstellung der Elektrometerempfindlichkeit (k) erreicht man dies durch Regulierung der auf die zu photometrierende Platte auffallenden Beleuchtungsintensität i_0 . Ein einfaches Mikrophotometer, das hierfür eingerichtet ist, wurde aus vorhandenen Hilfsmitteln selbst hergestellt. Sein Aufbau geht aus Abb. 4 hervor. Die Wendel einer 35-Watt-Autolampe wird etwas unscharf in die Schicht der auszumessenden Platte bzw. des zwischen Glasplatten gebneten Films Pl abgebildet. Das Photoobjektiv O von 5 cm Brennweite entwirft ein 15fach vergrößertes Bild der Spektralaufnahme auf einem Spalt, hinter dem die gasgefüllte

Legierungsphotozelle *Ph* mit Fadenelektrometer *E* und Hochohm-
widerstand *W* den einfallenden Lichtstrom mißt. — Linien, deren
Schwärzungen photometriert werden sollen, werden an sich bei breit
geöffnetem Spektrographenspalt aufgenommen. Hier ist, wie unter I, 2
angegeben, dieser Spalt keilförmig. Deswegen muß, um bei gleicher
Spaltbreite zu bleiben, darauf geachtet werden, daß stets im gleichen
Abstand von der breitesten Stelle des Spaltbildes photometriert wird.
Die Öffnung am Photometer über der Photozelle ist $4 \cdot 0,2 \text{ mm}^2$ groß.
Dem entspricht vor der 15fachen Vergrößerung ein Meßfeld von
 $0,27 \cdot 0,013 = 0,0035 \text{ mm}^2$ auf der Aufnahme.
Die Körnigkeit der Schicht macht sich hierbei
noch nicht störend bemerkbar.

Die Messung der Schwärzungen geschieht
durch unmittelbaren Vergleich mit denjenigen
eines kornlosen Stufenkeils *St* der Steigung
0,1/Stufe von Zeiss-Ikon, mit dem die Aufnahme
durch Bewegen eines Wagens vertauscht werden
kann. Das Elektrometer, dessen Faden groß in
Projektion auf einer Mattscheibe erscheint, dient
dabei zunächst nur zur Einstellung gleichen
Lichtstroms. Der Stufenkeil wird so lange ver-
schoben, bis das Elektrometer den gleichen Aus-
schlag zeigt wie bei der betreffenden Spektral-
linie. Dann kann die Schwärzung sofort am Keil
abgelesen werden. — Wenn man die Empfindlich-
keit der Anordnung genügend groß macht, ist
allerdings genaue Übereinstimmung der Aus-
schläge bei der Spektrallinie und einer Keilstellung
wegen zu grober Abstufung des Keils gewöhnlich
überhaupt nicht zu erzielen. Vielmehr bietet sich hier die Möglichkeit,
durch lineare Interpolation zwischen den zu zwei benachbarten Schwär-
zungsstufen gehörenden Elektrometerausschlägen noch Zehntel der
Keilstufen quantitativ zu messen und damit die Genauigkeit der Schwär-
zungsbestimmung in die nächste Zehnerpotenz zu heben. Hierzu ist
es wichtig, nicht nur bei kleinen, sondern auch bei den größten vor-
kommenden Schwärzungen genügend große Elektrometerausschläge
zu haben, die eine einwandfreie Interpolation zulassen. Im Sinne der
obigen Überlegungen ist hierzu die auf die Spektralaufnahme auf-
fallende Beleuchtungsintensität i_0 in weiten Grenzen variabel ein-
gerichtet, indem man das Licht der überdimensionierten Beleuchtungs-
lampe, ehe es auf die Aufnahme fällt, noch einen kontinuierlichen
Rundkeil *R* durchsetzen läßt. Mit ihm wird i_0 immer der Schwärzung

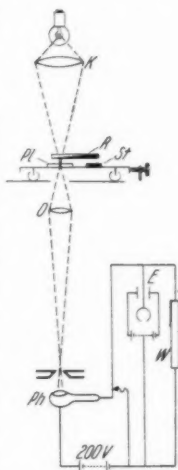


Abb. 4.
Mikrophotometer

der Spektrallinie so angepaßt, daß $\frac{10^8}{i_0}$ konstant und damit der Unterschied der Ausschläge für benachbarte Keilstufen bei allen Schwärzungen derselbe bleibt. Er läßt sich ohne Mühe auf 5–10 Skt. einrichten und ermöglicht damit die Interpolation auf Zehntel einer Schwärzungsstufe mit großer Zuverlässigkeit.

II. Ergebnisse

1. Relative Anregungsfunktionen

Zur Identifizierung der beobachteten Linien wurde zunächst auf eine der Aufnahmen des Stoßes $\text{He} \rightarrow \text{Ne}$ das Leuchten von $\text{He} \rightarrow \text{He}$ hinzubelichtet. Die dabei auftretenden Heliumbogenlinien lieferten die Eichkurve zur sicheren Einordnung aller beobachteten Linien. Intensiv treten bei $\text{He} \rightarrow \text{Ne}$ nur die gelben und roten Linien des neutralen Neonatoms auf. Am stärksten erscheint bei allen Spannungen das nicht mehr zu trennende Linienpaar $\text{Ne } 6383 + 6402$, etwas schwächer $\text{Ne } 6143$, wesentlich schwächer sind die Linien $\text{Ne } 5945$, 6266 , 6334 , 6507 sowie das nicht zu trennende Paar $\text{Ne } 6074 + 6096$. Jenseits 6507 wird der Film unempfindlich. Die ebenfalls recht helle Linie $\text{Ne } 5852$ mußte von der Untersuchung ausgeschlossen werden, weil die Möglichkeit einer Störung durch die davon nicht zu trennende Linie 5875 des neutralen Heliums besteht. Der Unterschied der Intensitäten ohne und mit Ablenkfeld ist gering und erst bei genauer Schwärzungsmessung deutlich festzustellen. Bei 2500 Volt entfallen nur etwa 10% , bei 4500 Volt 20% der gesamten Helligkeit einer Linie auf den Ionenanteil!

Bei größeren Spannungen finden sich weitere sehr schwache Linien im grünen und blauen Gebiet, deren Intensität allerdings zum Photometrieren nicht ausreicht, nämlich die grüne Heliumbogenlinie 5016 und drei noch schwächere Stickstofffunkenlinien 5680 , 4631 und 3995 . Diese vier Linien verschwinden fast vollständig bei angelegter Ablenkspannung, ein Zeichen, daß sie dem Ionenanteil zuzuschreiben sind. Die Stickstofflinien erklären sich durch die 2% Verunreinigungen des Heliums im Bogen. Die wesentlich stärkere grüne Heliumlinie 5016 gehört dem neutralen Atom an. Sie kann nur durch Umladung mit gleichzeitig verbleibender Anregung entstanden sein, da sie sonst auch im Leuchten des Neutralstrahls enthalten sein müßte. Linien des Ne^+ -Spektrums¹⁾ wurden auch nach 1-stündiger Belichtung nicht gefunden.

1) Das Ne^+ -Spektrum vgl. T. L. de Bruin, Ztschr. f. Phys. **46**. S. 856. 1928.

Die quantitative Photometrierung der oben genannten gelben und roten Neonlinien führte nach der in I entwickelten Methode durch Differenzbildung zu relativen Intensitäten des vom reinen Ionenstrahl verursachten Leuchtens. Durch Reduktion derartiger, bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen zwischen 1500 und 4500 Volt gewonnener Intensitätsangaben auf gleiche Strahlstärke (I, 3) und gleichen Stoßraumdruck ergaben sich die in den Abb. 5—10 wiedergegebenen Anregungsfunktionen, deren Ordinaten vorläufig in willkürlichem Maß zu verstehen sind.

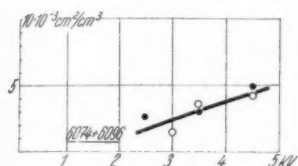


Abb. 5. Anregungsquerschnitte der Linien Ne 6074 + 6096

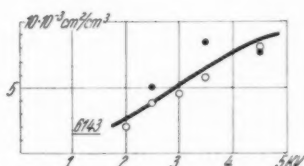


Abb. 6. Anregungsquerschnitte der Linie Ne 6143

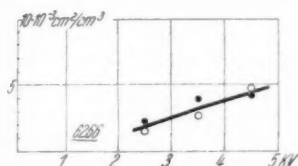


Abb. 7. Anregungsquerschnitte der Linie Ne 6266

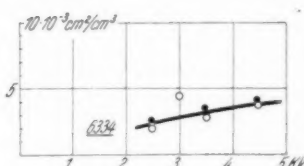


Abb. 8. Anregungsquerschnitte der Linie Ne 6334

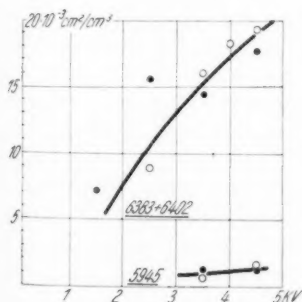


Abb. 9. Anregungsquerschnitte der Linien Ne 5945 und Ne 6383 + 6402

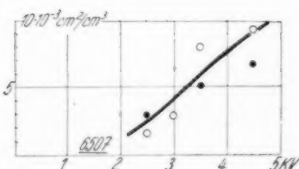


Abb. 10. Anregungsquerschnitte der Linie Ne 6507

2. Zur Zuverlässigkeit der Meßergebnisse

Die Zuverlässigkeit dieser Ergebnisse muß in zweierlei Hinsicht geprüft werden. Einmal fragt sich, wieweit das photographische Differenzverfahren überhaupt zu glaubhaften Resultaten führt. Andererseits ist Klarheit darüber notwendig, bis zu welchem Grad das untersuchte Leuchten wirklich dem Stoß schneller He^+ -Ionen gegen das Ne-Gas und nicht irgendwelchen Störeffekten zu verdanken ist. Zu der ersten Frage ist bekannt, daß photographische Intensitätsmessungen ganz allgemein als ungenau gelten. Man rechnet bei Einzelmessungen mit einem Fehler von 20%. W. Maurer¹⁾ schätzt die erreichbare Genauigkeit bei 3maliger Anwendung des Verfahrens auf 5%. Als Fehlerquellen kommen Empfindlichkeitsänderung innerhalb der Platte, ungleiche Entwicklungsbedingungen, Ungenauigkeit des Photometers, Plattenkorn und dergleichen in Frage. Bei einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ der Intensitäten mit und ohne Ionenanteil könnte die gesuchte Differenz, die Intensität des Ionenanteils, nur auf $\pm 50\%$ genau werden, wenn die Ionen, wie es bei 4500 Volt der Fall ist, nur mit 20% am Gesamtleuchten beteiligt sind. Bei 2500 Volt beträgt ihr Anteil am Gesamtleuchten noch 10%. Hier müßte man also im schlimmsten Fall einen Fehler von $\pm 100\%$ erwarten, und jeder wahre funktionale Zusammenhang würde möglicherweise völlig verwischt. Die gefundenen Werte zeigen in der Tat eine erhebliche Streuung, besonders bei kleinen Spannungen. Aber sie erscheinen doch viel genauer als man zunächst erwarten möchte, zumal es sich bei den eingezeichneten Punkten um die Ergebnisse von Einzelmessungen, nicht um Mittelwerte handelt. Sie fallen jedenfalls alle in dieselbe Zehnerpotenz und lassen sich sogar, obwohl die einzelnen Punkte absichtlich unter stark variierten Bedingungen gewonnen sind, ganz ohne Zweifel zu glatten Kurven zusammenfassen von dem Charakter, wie man ihn auf Grund aller bisherigen Erfahrungen zu erwarten hat. Die Meßfehler verdecken den funktionalen Zusammenhang also nicht. Offensichtlich erweist es sich auch als Vorteil, daß man anstatt mit einem sehr schwachen, reinen Ionenstrahl mit den viel stärkeren Strahlen aus verschiedenerlei bzw. nur neutralen Teilchen arbeiten muß. Man rückt dadurch mit den Schwärzungen bei erträglicher Belichtungsdauer aus dem flachen Anfangsbereich in den linearen Teil der Schwärzungskurve und vergrößert damit die Meßgenauigkeit erheblich. Im übrigen sichern gesteigerte Sorgfalt bei der Entwicklung der Aufnahmen sowie vor allem die erhöhte Genauig-

1) W. Maurer, Phys. Ztschr. 40. S. 161. 1939.

keit der photometrischen Methode das Verfahren doch offenbar so weit, daß damit die Untersuchung des bisher unzugänglichen Stoßleuchtens von Gasionen mit Aussicht auf Erfolg in Angriff genommen werden kann.

Zu der zweiten Frage, wieweit das durch Differenzbildung untersuchte Leuchten wirklich dem Stoß $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ zugehört, ergeben sich folgende Gesichtspunkte. Die Möglichkeit einer Störung durch irgendwelche Sekundärelektronen darf von vornherein ausgeschieden werden, da im feldfreien Raum die Energie zur Anregung so hoher Niveaus fehlt, wie He und Ne sie haben, während schnelle Elektronen wegen der Richtung des beschleunigenden Feldes den Beobachtungsraum nicht erreichen. Von den im Helium des Bogens — aus Preisgründen — noch enthaltenen 2% Verunreinigungen machen sich im Spektrum weder Kohlenwasserstoffe noch Stickstoffmoleküle irgendwie bemerkbar, obwohl die Banden von N_2 und N_2^+ bei Zulassen geringer Mengen Luft sehr deutlich beobachtet werden können. Soweit irgendwelche dieser Partikel mit dem Strahl als Neutralteilchen in den Beobachtungsraum gelangen, sind sie überhaupt unschädlich, da ihre Leuchtwirkung ohnehin eliminiert wird. Nur als Strahlionen können die Verunreinigungen stören. Von solchen macht sich nach II, 1 allein N^+ in drei Linien bemerkbar, die aber, verglichen mit allen übrigen, so schwach sind, daß die hierdurch verursachte Störung sicher in erster Annäherung vernachlässigt werden darf.

Eine weitere Fehlermöglichkeit besteht darin, daß der im Strahl enthaltene Ionenanteil, dessen Leuchten hier untersucht wird, auf dem Wege vom Ablenkkondensator bis zur Beobachtungsstelle durch umladende Zusammenstöße fortwährend Ionen verliert und statt dessen in wachsendem Maße wieder Neutralteilchen mit sich führt, deren anregende Wirkung gerade ausgeschaltet werden sollte. Möglichst niedriger Druck, der freilich noch hinreichende Helligkeit des Leuchtens verbürgen muß, setzt diesen Vorgang herab. Die angewandten Neondrucke lagen zwischen 30 und $80 \cdot 10^{-3}$ mm Hg und damit in einem Gebiet, in dem erfahrungsgemäß noch mit annähernder Druckproportionalität der Leuchtintensitäten zu rechnen ist. Leider ist der Umladungsquerschnitt für $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ zur quantitativen Verfolgung dieser Störerscheinung nur für kleine Strahlenergien bis zu 1000 Volt bekannt¹⁾. Aus der gemessenen Geschwindigkeitsabhängigkeit extrapoliert man aber bei Auftragung über $\sqrt{\text{Volt}}$ als verhältnismäßig wahrscheinlich den Wert von $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ für 4000 Volt. Hiermit ergibt sich, daß bei dem höchsten verwendeten Druck nach Durch-

1) F. Wolf, Ann. d. Phys. [5] 30. S. 313. 1937.

laufen der wirksamen Gasstrecke von 9 mm bereits die Hälfte der eintretenden Strahlionen neutralisiert ist! Glücklicherweise dürfte hierbei der wesentliche Schaden nur der große Verlust an Ionen sein, während ein merkliches Leuchten durch die Neutralteilchen kaum zu befürchten ist. Denn aus den Erfahrungen über die Umladungsvorgänge und mittels der noch folgenden quantitativen Angaben über das Ionenleuchten darf man mit Sicherheit schließen, daß auch für Neutralstrahlen die Anregungsquerschnitte um mehrere Zehnerpotenzen kleiner sein werden als der obige Umladungsquerschnitt, daß also vielfach größere freie Weglängen für Anregungen als bis zur Neutralisierung durchlaufen werden¹⁾. Es ist damit sehr unwahrscheinlich, daß ein und dieselbe Strahlpartikel auf der kurzen Strecke von 9 mm nach einem neutralisierenden Stoß auch noch einen zweiten, anregenden ausführt. —

Man übersieht jetzt auch, daß die in I. 3 für die relativen Anregungsfunktionen angegebene vereinfachte Auswertungsweise für den vorliegenden Zweck ausreicht. Die Leuchtintensitäten auf konstante, im Vakuum gemessene Ionenstrahlstärke und nicht auf die am Ort der Leuchterscheinung wirksame geschwächte Strahlintensität zu reduzieren, macht sich bei den Relativwerten überhaupt nur soweit bemerkbar, als die Strahlschwächung, d. h. auch der Wirkungsquerschnitt für $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ in dem untersuchten Bereich geschwindigkeitsabhängig ist. Zur Beurteilung des Wirkungsquerschnitts kam hier der Umladungsquerschnitt herangezogen werden, da bei größeren Geschwindigkeiten erfahrungsgemäß²⁾ die gesamte Wechselwirkung sehr annähernd allein aus Umladung besteht. In derselben Weise wie oben extrapoliert man für $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$, daß der Umladungsquerschnitt zwischen 2500 und 4000 Volt etwa von 7,8 auf $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ wächst. Hielte man die Kurven der Abb. 5—10 bei 4000 Volt fest, so wären hiernach die Meßpunkte bei kleineren Geschwindigkeiten etwas zu senken, bei größeren zu erhöhen, die Kurven würden etwas steiler aufgerichtet. Bei 2500 Volt würde die — auch vom verwandten

1) Quantitativ läßt sich die Anregung durch Neutralteilchen mittels der hier durchgeführten Messungen allein nicht bestimmen, obwohl ja stets auch Spektrogramme des reinen Neutralstrahls aufgenommen werden. Denn die Intensität des Neutralstrahls ist unbekannt. Sie läßt sich auch nicht einfach proportional der gemessenen Ionenstrahlstärke ansetzen, da der Entstehungsvorgang der Neutralteilchen aus Ionen mit dem Umladungsquerschnitt geschwindigkeitsabhängig ist. — Da der Neutralstrahl hier sicher sehr geschwindigkeitsinhomogen ist, dürfte er zur Bestimmung von Anregungsquerschnitten auch wenig geeignet sein.

2) z. B. F. Wolf, Ann. d. Phys. [5] 25. S. 527, 737. 1936; 28. S. 361. 1937.

Gasdruck abhängige — Senkung im schlimmsten Fall wenig mehr als eine Strichstärke der eingezeichneten Kurven zu betragen haben. Diese Korrektur ist so gering, daß sie — zumal genaue Versuchsdaten zu ihrer Durchführung fehlen — neben der sonstigen Unsicherheit der Ergebnisse tatsächlich fortbleiben durfte.

3. Absolute Anregungsquerschnitte

Um auf absolute Anregungsquerschnitte übergehen zu können, wurde, wie schon in I, 8 angedeutet, auch das Leuchten von Elektronen in Neon — zur Erhöhung der Zuverlässigkeit bei verschiedenen Drucken — photographiert. Bei 125 Volt Beschleunigungsspannung konnte die gleiche Belichtungszeit von 10 Min. eingehalten und so ein Einfluß des Schwarzschild-Faktors vermieden werden. Die Strahlstärke wurde auch hier bei leergepumptem Stoßraum gemessen. Der Übergang zu Absolutwerten erfolgt nun in zwei Schritten. Zunächst muß man beachten, daß die bei den aufgenommenen Leuchterscheinungen im Neon wirksamen Intensitäten der He⁺-Ionen bzw. der damit zu vergleichenden Elektronen erst noch mittels des Schwächungsgesetzes aus den im Vakuum gemessenen Strahlstärken ausgerechnet werden müssen (vgl. I. 3). Der Wirkungsquerschnitt des Neons¹⁾ gegenüber Elektronen von 125 Volt beträgt hierzu $8,6 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$. Für He⁺-Ionen kann wie oben der Umladungsquerschnitt statt des Wirkungsquerschnitts verwendet werden. Zur Auswertung wurde wieder der in II, 2 extrapolierte Wert von $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ benutzt, womit sich also der ganze Vergleich zwischen Elektronen von 125 Volt und He⁺-Ionen von 4000 Volt abspielt. Der erste Schritt des Übergangs auf Absolutangaben besteht nun darin, daß man aus den Leuchtintensitäten, die bei den soeben ermittelten zufälligen Strahlstärken wirklich beobachtet wurden, vergleichbare Intensitätswerte berechnet, d. h. solche, die durch gleich starke Strahlen von He⁺-Ionen bzw. Elektronen bei ein und demselben Druck im Neon hervorgerufen würden. Dies ist im ersten Teil der folgenden Tabelle durchgeführt.

Der zweite Schritt erfordert dann nur noch, daß man mittels des Quotienten dieser vergleichbaren Intensitäten und der bekannten Anregungsquerschnitte für den Stoß von Elektronen gegen Neon die gesuchten Anregungsquerschnitte für He⁺ —> Ne durch Multiplikation ausrechnet. Denn es besteht in den vorliegenden Fällen zwischen den Strahlstärken derjenigen Partikel, die die beobachteten Leuchtintensitäten hervorrufen, und den Anregungsquerschnitten in guter

1) Landolt-Börnstein, Egb. III S. 1280.

Annäherung einfache Proportionalität¹⁾. Dieser Vorgang ist im zweiten Teil der Tabelle enthalten. Die Anregungsquerschnitte der Neonlinien für Elektronenstoß hat O. Herrmann²⁾ bei 60 Volt absolut bestimmt. Mit Hilfe der von Hanle³⁾ gemessenen Anregungsfunktionen für Elektronenstoß kann man auf die benötigten Anregungsquerschnitte bei 125 Volt übergehen.

Linien A	Vergleichbare Intensitäten		$Q_{\text{Elektronen}}$ 125 Volt $\cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$	Q_{He^+} 4000 Volt $\cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$
	He ⁺	Elektronen		
5945	1,5	0,44	3,4	11,7
6074+6096	2,35	0,48	7,8	38,4
6143	2,5	0,29	8,8	75
6266	2,68	0,29	4,2	38
6334	2,1	0,34	5,7	35
6383+6402	1,9	0,155	14	172
6507	2,35	0,31	10,2	77
Summe = $4,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$				

Mit diesen Angaben für 4000 Volt konnten nun auch die ganzen in II, 1 gewonnenen relativen Anregungsfunktionen in absolute Anregungsquerschnitte umgerechnet werden. Die Ordinatenteilungen der Abb. 5—10 geben die Größe dieser Absolutwerte an. — Für die Beurteilung ihrer Genauigkeit gelten alle schon bei der Behandlung der Relativwerte angestellten Überlegungen von II, 2. Darüber hinaus beruhen diese quantitativen Angaben aber noch auf den ebenfalls nicht fehlerfreien Anregungsquerschnitten für den Elektronenstoß sowie auf dem nur extrapolierten Wert $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ von II, 2 des Umladungsquerschnitts von $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$. Ein durch ihn möglicherweise verursachter Fehler kann natürlich sofort rechnerisch beseitigt werden, wenn der fehlende Zahlenwert einmal selbst gemessen wird.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit sonstigen Erfahrungen

Die gefundenen Kurven der Anregungsquerschnitte steigen alle mit wachsender Strahlenergie monoton an und zeigen damit denselben Charakter, wie ihn die bei zahlreichen Atom- und Alkaliionenstößen ermittelten relativen Anregungsfunktionen ergeben haben⁴⁾. Auch die Theorie von Massey und Smith⁵⁾ erwartet einen solchen Anstieg, der nach Überschreiten eines Maximums bei großen Geschwindigkeiten von einem Wiederabfall gefolgt werden soll. Solche Maxima lassen

- 1) F. Wolf, Ztschr. f. Phys. **74**. S. 578. 1932.
- 2) O. Herrmann, Ann. d. Phys. [5] **25**. S. 143. 1936.
- 3) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 513. 1930.
- 4) Vgl. den schon zitierten Bericht von W. Maurer.
- 5) H. S. W. Massey u. R. A. Smith, Proc. Roy. Soc. A **142**. S. 142. 1933.

sich tatsächlich auch bei der Mehrzahl der hier beobachteten Kurven vermuten, wenn sie auch — wieder in Übereinstimmung mit den bisherigen Erfahrungen — erst weit außerhalb des untersuchten Spannungsbereichs erreicht werden dürften. Der Beginn eines merklichen Leuchtens scheint hier nicht mit dem durch Energie- und Impulssatz gegebenen echten Einsatzzpotential von einigen 20 Volt zusammenzufallen, sondern die gefundenen Kurven deuten auf die Existenz von praktischen Einsatzzpotentialen in der Gegend von 1000 Volt, den von Massey und Smith erwarteten Aktivierungsenergien des Leuchtens, wie sie ebenfalls bei vielen früheren Untersuchungen deutlich herauskamen¹⁾.

Quantitativ betrachtet sind die gefundenen Querschnitte verhältnismäßig klein. Während man für manche Elektronenstöße, etwa für die Anregung der Resonanzlinien des Hg oder des Na, Werte der Größenordnung 10 und mehr kennt, handelt es sich hier selbst bei 4000 Volt nur um 10^{-3} bis 10^{-2} cm²/cm³. Allerdings sind diese Querschnitte wieder erheblich größer als diejenigen für das Leuchten, das speziell Elektronen von 125 Volt in Neon hervorrufen, wie die Werte der Tabelle von II, 3 zeigen, die übrigens bei 125 Volt nicht sehr viel kleiner als im Maximum der betreffenden Anregungsfunktionen sind. — Von atomaren Stoßvorgängen stehen nur Messungen von V. Neumann²⁾ sowie von Maurer und Mehnert³⁾ zu quantitativem Vergleich zur Verfügung. Neumann untersuchte unter anderem den Stoß neutraler Neonatome gegen Neon. Für alle auch in der vorliegenden Arbeit untersuchten Spektrallinien zusammen ergibt sich durch Addition der Neumannschen Einzelwerte ein Anregungsquerschnitt von $8,3 \cdot 10^{-2}$ cm²/cm³ bei Anregung durch neutrale Neonatome von 4050 Volt, während in II, 3 hierfür bei Anregung durch He⁺-Ionen von 4000 Volt $4,5 \cdot 10^{-2}$ cm²/cm³ gefunden wurde. Ebenso zeigt die folgende Gegenüberstellung der Einzelwerte:

Linie		5945	6074 6096	6143	6266	6334	6383 6402	6507
$Q \cdot 10^4$ cm ² /cm ³	Ne → Ne Neumann	102	153	107	86	67	230	85
	He ⁺ → Ne Trittelvitz	11,7	38,4	75	38	35	172	77

daß der Stoß der eigenen Neutralteilchen zu wesentlich stärkerer Anregung des Neons führt als derjenige von He⁺-Ionen. Es ist in

1) Vgl. den schon zitierten Bericht von W. Maurer.

2) V. Neumann, Ann. d. Phys. [5] **34**, S. 603. 1939.

3) W. Maurer u. K. Mehnert, Ztschr. f. Phys. **106**, S. 453. 1937.

diesem Zusammenhang aber interessant, daß Neumann für den Stoß neutraler Argonatome gegen Argon nur rund halb so große Anregungsquerschnitte wie bei $\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}$ und für den Stoß neutraler Heliumatome gegen Helium sogar nur wenig mehr als $1/100$ der Werte von $\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}$ fand, d. h. also auch viel weniger, als sich jetzt für $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ ergeben hat. — Maurer und Mähnert haben die Anregung des Na-D-Linienpaares infolge des Stoßes $\text{Na}^+ \rightarrow \text{He}$ untersucht und liefern damit die einzigen bisher überhaupt vorhandenen absoluten Angaben für einen Ionenstoß. Bei der Strahlgeschwindigkeit von 2500 Volt ergibt sich beispielsweise $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$, d. h. ein Wert, der mit den meisten in der vorliegenden Arbeit bei derselben Geschwindigkeit gefundenen ziemlich genau übereinstimmt. Allerdings bedeutet gerade die Anregung von Na-D beim Stoß des Na^+ -Ions gegen Helium einen nicht unmittelbar mit den hier behandelten Vorgängen vergleichbaren Sonderfall, da sie nur unter gleichzeitiger Umladung vor sich gehen kann, während das hier untersuchte Leuchten des neutralen Neons gerade zur Voraussetzung hat, daß keine Umladung stattfindet.

5. Folgerungen für den Umladungsvorgang bei $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$

Ein ähnlicher Fall einer Anregung unter gleichzeitiger Umladung liegt aber bei dem hier behandelten Stoßvorgang in der He-Bogenlinie 5016 vor, von der schon in II, 1 kurz die Rede war. Wenn ihre Intensität auch zu einer quantitativen Photometrierung nicht ausreicht, so kann man unter Berücksichtigung der Filmempfindlichkeit doch abschätzen, daß ihr Anregungsquerschnitt bei 4000 Volt den Wert $10^{-2} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ sicher nicht übersteigt. Da der Umladungsquerschnitt für diese Geschwindigkeit nach II, 2 etwa $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ beträgt, so heißt dies, daß von allen Zusammenstößen, bei denen ein He^+ -Ion neutralisiert wird, höchstens jeder tausendste unter gleichzeitiger Anregung des entstehenden Neutralteilchens abläuft, daß der Vorgang mit Anregung also einen seltenen Ausnahmefall darstellt. Diese Feststellung kann als weitere Bestätigung des für die Umladungsvorgänge gültigen Resonanzprinzips¹⁾ gelten — wenn dies auch in erster Linie für kleinere Strahlenergien gedacht ist. Während nämlich bei $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ die Umladung ohne gleichzeitige Anregung mit einem verhältnismäßig kleinen Überschuß an innerer Energie, einer Resonanzverstimmung $\Delta = 3$ Volt vor sich geht, erfolgt die Umladung mit Anregung der genannten Linie, deren Anregungsspannung 23,04 Volt beträgt, unter der dem Betrag nach viel größeren Ver-

1) z. B. F. Wolf, Ann. d. Phys. [5] 30. S. 313. 1937.

stimmung $\Delta = E_n - E_i = 1,43 - 21,47 = -20,04$ Volt, und hierfür erwartet das Resonanzprinzip tatsächlich — ganz in Übereinstimmung mit dem Versuchsergebnis — eine gegen den anregungslosen Vorgang verschwappende kleine Ausbeute.

Ähnlich liegen die Dinge übrigens auch mit der Möglichkeit einer Umladung $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ unter gleichzeitiger Anregung des entstehenden Ne^+ -Ions. Denkt man nur an das erste, vom Grundzustand wesentlich verschiedene Niveau, zu dessen Erreichung 26,7 Volt nötig sind, so bedeutet dies eine Verschlechterung der Resonanz von $\Delta = 3$ Volt auf $\Delta = -23,7$ Volt! Die Wahrscheinlichkeit hierfür würde noch geringer sein als die obige. Tatsächlich konnten überhaupt keine Ne^+ -Linien nachgewiesen werden, der Vorgang ist — im Einklang mit dem Resonanzprinzip — sicher außerordentlich selten.

Die Größe des Überschußbetrags von 3 Volt an innerer Energie, unter dem der Umladungsvorgang gewöhnlich abläuft, gestattet, aus den aufgenommenen Spektren auch noch einen Schluß über den Verbleib dieser Energie zu ziehen. An sich wäre ebensogut denkbar, daß sie als Lichtquantenenergie ausgestrahlt wird, wie daß sie in kinetische Energie übergeht. Der Gesamtbetrag von 3,00 eV entspricht einem Lichtquant der Wellenlänge $\lambda = 4133$ Å. Wollte man als prinzipiell einfachsten Fall annehmen, daß die ganze während des umladenden Stoßes frei werdende Energie in einem einzigen — allerdings sonst noch nicht beobachteten — Akt als Lichtquant emittiert würde, so hätte man eine monochromatische Strahlung dieser Wellenlänge vom Anregungsquerschnitt $10 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ zu erwarten, d. h. eine Spektrallinie von gewaltig viel größerer Helligkeit, als sie bei den untersuchten Linien des Neonspektrums je auftrat. Eine derartige Erscheinung müßte auf den über das ganze sichtbare Spektralgebiet reichenden Aufnahmen sofort zu erkennen sein. In Wirklichkeit fehlt jede Andeutung davon, daher muß diese Möglichkeit ausscheiden. — Es wäre auch noch denkbar, daß die beiden Stoßpartner während kurzer Zeit eine Art Molekül bilden und die überschüssige Energie dabei als Bandenspektrum aussenden. Edelgasmoleküle und Edelgasmolekülonen sind an sich nicht unbekannt, und man hat Banden z. B. von He_2 , Ne_2 und HeHg beobachtet¹⁾. Da insgesamt nur 3 Volt zur Verfügung stehen, dürften derartige Linien nur von 4133 Å ab gegen das Rote hin zu finden sein. Die Aufnahmen zeigen auch hiervon keine Andeutung, so daß auch diese Vermutung nicht zutreffen dürfte. Gegen sie spricht auch schon eine Abschätzung der Stoßdauer. Bei

1) z. B. O. Tüxen, *Ztschr. f. Phys.* **103**. S. 463. 1936; W. Weizel, *Bandenspektren*. S. 412.

einer Strahlgeschwindigkeit von 3000 Volt erhält man dafür nur rund 10^{-15} sec, d. h. unvergleichlich viel weniger als die Lebensdauer von 10^{-8} sec normaler angeregter Zustände. — Es bleibt also nur noch die Möglichkeit übrig, daß der Energieüberschuß in kinetische Energie der Stoßpartner umgewandelt wird. Dies ist auch durchaus glaubhaft, da man im umgekehrten Fall eines Energiedefizits bei negativer Resonanzverstimmung tatsächlich Umladungserscheinungen beobachtet, und hier besteht ja keine andere Möglichkeit, als daß die notwendige Energie aus der kinetischen entnommen wird.

Zusammenfassung

Der Erzeugung eines intensiven einheitlichen Strahls von Gasionen, wie er für die Untersuchung des Stoßleuchtens in irgendwelchen Gasen gebraucht würde, steht die Schwierigkeit entgegen, daß ein großer Teil der Ionen, ehe sie zur Verwendung gelangen, durch umladende Zusammenstöße im eigenen Gas neutralisiert wird. Da Meßergebnisse über das von Gasionen hervorgerufene Stoßleuchten aber erwünscht sind, wird hier der Versuch gemacht, dieser bisher ungelösten Aufgabe durch ein Differenzverfahren beizukommen. Man untersucht sowohl das Leuchten, das das natürliche Gemisch aus Strahlionen und Neutralteilchen hervorruft, wie dasjenige, das von den verbleibenden Neutralteilchen allein erzeugt wird, wenn man dem Strahl die gesamten Ionen elektrostatisch entzieht. Die Differenz beider Wirkungen gehört dann allein den Strahlionen an.

Das Verfahren wird an dem Stoßvorgang $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$ durchgeführt und seine Brauchbarkeit erwiesen. Die Erzeugung des Stoßleuchtens sowie die Messung der Lichtintensitäten geschehen im wesentlichen nach bekannten Methoden (I, 1, 2, 3). Nur muß hier, um der naturgemäß bestehenden Gefahr großer Fehler zu begegnen, die Zuverlässigkeit aller Messungen möglichst gesteigert werden. Dies gelingt vor allem durch die Ausbildung eines Photometers, das die Schwärzung der aufgenommenen Spektren auf Hundertstel genau zu bestimmen erlaubt (I, 4).

Ergebnisse:

1. Für eine Reihe von Spektrallinien des durch He^+ -Stöße angeregten Neons werden im Geschwindigkeitsgebiet zwischen 1500 und 4500 Volt zunächst relative Anregungsfunktionen erhalten (II, 1) und ihre Zuverlässigkeit diskutiert (II, 2).

2. Spektrographische Aufnahmen des durch Elektronenstoß angeregten Neonleuchtens, wofür die Anregungsquerschnitte quantitativ bekannt sind, ermöglichen die Umrechnung der bei $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ne}$

erhaltenen Relativwerte auf absolute Anregungsquerschnitte, die zwischen 10^{-3} und $2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ liegen (II, 3).

3. Die Ergebnisse werden mit sonstigen Erfahrungen verglichen (II, 4).

4. Von der ebenfalls beobachteten Heliumbogenlinie 5016 wird nachgewiesen, daß sie nur im Zusammenhang mit dem zwischen He⁺ und Ne stattfindenden Umladungsvorgang und hierbei seltener als bei jedem tausendsten Stoß angeregt wird. Da das Auftreten dieser Linie einen energetisch sehr viel ungünstigeren Vorgang bedeutet als die Umladung ohne Anregung, so ist diese Erfahrung als weitere Bestätigung des für die Umladungsvorgänge gültigen Resonanzprinzips zu werten (II, 1, 5).

5. Die aufgenommenen Spektren lassen den Schluß zu, daß die Quantenenergie von 3 Volt, die bei der zwischen He⁺ und Ne stattfindenden Umladung frei wird, nicht in Strahlung, sondern in kinetische Energie übergeht (II, 5).

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl für theoretische Physik der Technischen Hochschule Karlsruhe angefertigt. Ich möchte Herrn Prof. Wolf für Anregung und Förderung der Arbeit herzlich danken. Ferner danke ich der Helmholtz-Gesellschaft, der Karlsruher Hochschulvereinigung, den Herren Prof. Bühl, Dr. Rees, Karlsruhe, Prof. Becker, Heidelberg, dem Forschungsinstitut der AEG, der Firma Zeiss-Ikon, den Vereinigten Sauerstoffwerken, sowie dem Badenwerk für Unterstützungen mannigfacher Art.

Karlsruhe, Technische Hochschule.

(Eingegangen 17. Juni 1941)

**Über NaturberNSTein und PreßberNSTein,
insbesondere deren elektrisches Isolationsvermögen
in trockener und feuchter Luft**

Von B. Walter

In zwei vor einiger Zeit in diesen Annalen erschienenen, in der Folge bzw. mit I und II bezeichneten Abhandlungen¹⁾, glaube ich wahrscheinlich gemacht zu haben, daß die von Geitel²⁾ beobachtete allmähliche Zunahme der Zerstreuung der Elektrizität in einer abgeschlossenen Luftmenge nicht, wie dieser Beobachter meinte, auf rätselhafte Änderungen dieser Luftmenge selbst, sondern auf eine allmähliche Verminderung des Isolationsvermögens des den Zerstreuungskörper der Geitelschen Luftkammer isolierenden Bernsteins durch allmählichen Niederschlag von Feuchtigkeit aus der fraglichen Luftmenge auf diesen Stoff zurückzuführen war.

Bald nach dem Erscheinen von II wurde mir nun von einem unserer führenden Meteorologen mitgeteilt, daß bei den luftelektrischen Versuchen in seinem Institut als Isolator stets „echter“ Bernstein benutzt wurde, der sich dabei auch sehr gut bewährte, während „künstlicher“ Bernstein so gut wie unbrauchbar war.

Unter „echtem“ Bernstein ist hierbei wohl die unmittelbar in der Natur vorgefundene Art dieses Stoffes zu verstehen, während mit dem „künstlichen“ Bernstein der sogenannte PreßberNSTein gemeint sein dürfte, der bekanntlich durch Erhitzen und Zusammendrücken kleinerer „echter“ Stücke hergestellt wird.

Auch Röntgen soll der Ansicht gewesen sein, daß echter Bernstein besser isoliere als PreßberNSTein.

Bei dem in meiner in I genauer beschriebenen Luftkammer zur Isolation ihres Zerstreuungskörpers Z benutzten Bernsteinstück B_1 handelte es sich nun um ein solches aus *PreßberNSTein*, der ja auch jetzt allgemein zur Isolation der inneren Teile von Elektrometern und dergl. benutzt wird. Immerhin schien aber doch nach dem Obigen die Hoffnung gerechtfertigt, daß die vielen Unregelmäßigkeiten, welche sich bei den in II mitgeteilten Versuchen mit meiner

1) B. Walter, Ann. d. Phys. [5] **37**. S. 326; **38**. S. 232. 1940.

2) H. Geitel, Phys. Ztschr. **2**. S. 116, 560. 1900/1901.

Luftkammer gezeigt haben, und welche darnach auf Änderungen des Isolationsvermögens der inneren Oberfläche des Bernsteinstückes B_2 infolge Niederschlages von Feuchtigkeit auf jene Fläche aus der Kammerluft zurückzuführen waren, fortfallen würden, wenn dabei an Stelle des Preßbernsteinstückes ein solches aus „echtem“ Bernstein benutzt werden würde. Das Stück hat die Form eines flachen Zylinders von 40 mm Durchmesser und etwa 10 mm Höhe, so daß also zum Ersatz desselben durch ein Stück aus echtem Bernstein auf die immerhin schon ziemlich seltenen größeren Stücke dieser Art zurückgegriffen werden mußte.

Zur Beschaffung solcher Stücke wandten wir uns an die „Preußische Bergwerks- und Hütten-Aktiengesellschaft, Zweigniederlassung Königsberg (Pr.)“, indem wir dabei betonten, daß die Stücke möglichst klar und rissefrei sein müßten und ferner auch erwähnten, daß der bisher von uns benutzte Preßbernstein den Anforderungen nicht genügt habe. Die Gesellschaft bot uns daraufhin vier Stücke „Rohbernstein“ in der gewünschten Größe an und bemerkte dazu u. a.: „Ganz klar können wir die Stücke leider nicht liefern. Sie sind mehr oder weniger gewölkt. Ganz klare Stücke kommen in der von Ihnen gewünschten Größe äußerst selten vor. Wegen der auch sonst noch bestehenden ungleichmäßigen Homogenität, die der Bernstein als Naturstoff hat, genügt er längst nicht mehr den Anforderungen, die die moderne Elektrotechnik an Isolationskörper stellt. Diesen Übelstand hat unser *Preßbernstein* gänzlich und so glücklich behoben, daß er nach allgemeinem Urteil und nach jahrzehntelanger Bewährung zu den besten Isolationsstoffen zu rechnen ist, die es überhaupt gibt. Ihre Mitteilung, daß Isolatoren aus Preßbernstein den Anforderungen nicht genügen, überrascht uns aus vorgenannten Gründen sehr.“

Wir haben also hier eine der oben erwähnten Anschauung der genannten Physiker geradezu entgegengesetzte Ansicht, wie ja auch durch die von der genannten Gesellschaft benutzte Bezeichnung des „echten“ Bernsteins jener Beobachter als „Rohbernstein“ eine gewisse Geringschätzung dieser Art unseres Stoffes ausgedrückt ist.

Wegen dieses Meinungsgegensatzes und auch deswegen, weil doch auch der Preßbernstein aus „echten“ Stücken zusammengesetzt ist, sowie besonders auch darum, um hier Unklarheiten zu vermeiden, scheint es wünschenswert, Ausdrücke wie „echter Bernstein“, „Rohbernstein“ und „künstlicher Bernstein“ überhaupt nicht zu verwenden, sondern hier nur — wie auch in der Überschrift dieser Abhandlung — einerseits von „Naturbernstein“ und andererseits von „Preßbernstein“ zu sprechen.

Die uns von der genannten Gesellschaft zum Preise von insgesamt 25,20 RM. angebotenen und von uns gekauften vier Naturbernstensteinstücke hatten die Form unregelmäßiger Quader mit etwa $45 \times 45 \times 20$ mm Seitenlängen und ein Gewicht von zusammen 210 g. Aus zwei von ihnen wurde je ein Isolationskörper der oben angegebenen Größe und Form des bis dahin ausschließlich für meine Luftkammer benutzten Preßbernsteinzyinders herausgesägt und dann die Grundflächen der beiden neuen Zylinder glatt geschliffen und poliert, worüber übrigens weiter unten noch Näheres mitgeteilt werden wird. Die Stücke waren übrigens vorher — ebenso wie der bisher benutzte Zylinder aus Preßbernstein — längs ihrer Achse mit einer Durchbohrung von 5 mm Durchmesser für die luftdichte Durchführung des stabförmigen Halters des Zerstreuungskörpers Z der Luftkammer versehen worden.

Von den beiden neuen Naturbernsteinzyindern war der eine, der in der Folge mit *A* bezeichnet werden wird, für den größeren Teil seiner beiden Grundflächen in seiner ganzen, 10 mm großen Dicke *klar durchsichtig*. Nur in dem einen der vier Quadranten jener Flächen zeigte sich eine schwache kumulusartige Wolke, die sich aber, wie man durch Hineinblicken in die Mantelfläche des Zylinders feststellen konnte, von der einen seiner beiden Grundflächen aus nur bis höchstens $\frac{1}{3}$ der ganzen Dicke des Zylinders in sein Inneres hinein erstreckte, *so daß also die gegenüberliegende Grundfläche in ihrer ganzen Ausdehnung an vollkommen klaren Naturbernstein grenzte*. Deswegen wurde dieses Stück *A* bei den später zu beschreibenden damit angestellten Versuchen, wo es ja darauf ankam, auch das elektrische Isolationsvermögen einer möglichst vollkommenen Naturbernsteinfläche in trockener und feuchter Luft zu untersuchen, stets so in den Deckel meiner Luftkammer eingesetzt, daß seine genannte, an vollkommen klare Teile des Stückes grenzende Grundfläche *nach dem Innern der Kammer zu gerichtet war*.

Der zweite der beiden neu angefertigten Naturbernsteinzyinder, der in der Folge mit *B* bezeichnet ist, war nur in etwa $\frac{1}{10}$ der ganzen Ausdehnung seiner Grundflächen durch die ganze Dicke des Zylinders hindurch klar durchsichtig, während seine sämtlichen übrigen Teile mit mehr oder weniger starken Wolken angefüllt waren, die sich zum Teil auch durch seine ganze Dicke hindurch erstreckten, so daß also keine seiner beiden Grundflächen ganz frei von wolkigen Teilen war.

Weiter wurde bei diesen Versuchen noch ein dritter Naturbernsteinzyinder, *C*, von der gleichen Gestalt benutzt, der aus einem schon früher in unserer Werkstatt vorhandenem Stück dieser Art

hergestellt war, und der durch und durch so starke Wolken hatte, daß er im ganzen ein milchartiges und seine Außenflächen ein marmorartiges Aussehen hatten.

Im Gegensatz zu diesen drei NaturberNSTeinzylindern *A*, *B* und *C* war der bei meinen früheren, zum Teil in I und II beschriebenen Versuchen stets benutzte PreßberNSTeinzylinder, den ich hinfort mit *P* bezeichnen werde, in seiner ganzen Ausdehnung vollkommen wolkenlos und auch so gut durchsichtig, daß man z. B., wenn man ihn direkt auf das Papier legte, durch seine ganze Dicke von 10 mm hindurch selbst sehr feine Schrift noch gut lesen konnte. Daß er aber andererseits doch wieder nicht so klar durchsichtig war wie der NaturberNSTeinzylinder *A*, erkannte man dabei sehr einfach, wenn man dann beide Zylinder in etwa 10 cm Abstand vom Papier hielt. Während nämlich dann die Schrift durch *A* hindurch noch genau so deutlich blieb wie vorher, war dann durch *P* hindurch nur noch ein schwacher Schimmer von ihr zu sehen; und wir haben es demnach bei diesem PreßberNSTeinstück mit einer zwar schwachen aber deutlichen Trübung zu tun, wenn es auch andererseits wieder im ganzen — im Gegensatz zu den beschriebenen NaturberNSTeinstücken — einen homogenen Eindruck macht. Dasselbe gilt übrigens auch von mehreren anderen, an verschiedenen Elektrometern unseres Instituts als Isolationskörper benutzten PreßberNSTeinstücken.

Hinsichtlich der Färbung dieser Körper ist ferner zu bemerken, daß sie alle natürlich das bekannte Bernsteingelb zeigen, daß aber doch die Stärke dieser Färbung bei ihnen ziemlich verschieden ist. Sie ist z. B. bei dem PreßberNSTeinzylinder *P* erheblich schwächer als bei dem NaturberNSTeinzylinder *A*, während andererseits die ebenfalls aus PreßberNSTein bestehenden Isolationskörper der Braunschen Voltmeter unseres Instituts sowie auch der des Wulfschen Doppelfadenelektrometers *E* der Abb. 1 in I wieder eine erheblich stärkere Färbung zeigen als der NaturberNSTeinzylinder *A*. Die Stärke der Färbung der PreßberNSTeinstücke dürfte übrigens wohl hauptsächlich durch die der sie zusammensetzenden kleineren NaturberNSTeinstücke bedingt sein.

Von Interesse sind sodann auch noch die spezifischen Gewichte der beschriebenen großen NaturberNSTeinstücke, und zwar besonders auch im Vergleich zu dem des PreßberNSTeinzylinders *P* sowie auch einiger anderer PreßberNSTeinkörper. Sie wurden sämtlich durch Wägungen der Körper in Luft und Wasser bestimmt und sind in den Tab. 1 und 2 aufgeführt.

Dabei sind unter *A*, *B*, *C* und *P* die oben genauer beschriebenen Stücke zu verstehen, unter *D* und *E* ferner die beiden andern großen,

Tabelle 1

Spezifisches Gewicht s von Naturbernststeinstücken

Stück	A	B	C	D	E
$s =$	1,0697	1,0761	1,0695	1,0761	1,0650

Tabelle 2

Spezifisches Gewicht s von Preßbernststeinstücken

Stück	P	P_1	P_2	P_3
$s =$	1,0617	1,0715	1,0736	1,0742

von der Königsberger Gesellschaft bezogenen bisher aber noch nicht verarbeiteten Naturbernststeinstücke, unter P_1 , P_2 und P_3 ferner die von drei Braunschens Voltmetern unseres Instituts abgeschraubten Isolationskörper, die sich, wie bereits oben erwähnt, von den Stücken P und A durch eine erheblich stärkere Färbung unterscheiden, unter sich aber in dieser Beziehung keinen Unterschied erkennen lassen und deswegen aus demselben größeren Preßbernststeinstück stammen dürften. Mit dieser Vermutung steht auch die ziemlich nahe Übereinstimmung ihrer spezifischen Gewichte in Einklang.

Was nun aber im besonderen den Unterschied des Preßbernststeins und des Naturbernststeins in dieser Beziehung angeht, so zeigt der Vergleich der beiden Tabellen die immerhin etwas überraschende Tatsache, daß ein grundsätzlicher Unterschied in dieser Hinsicht überhaupt nicht zu bestehen scheint, und daß der Preßbernststein auch nicht etwa, wie man nach der Art seiner Entstehung vielleicht vermuten möchte, spezifisch dichter ist als der Naturbernststein; denn das Stück P ist ja sogar spezifisch leichter als alle Stücke der Tab. 1.

Bei den Stücken dieser Tab. 1 ist ferner noch besonders bemerkenswert, daß das nahezu vollkommen klare Stück A fast das gleiche spezifische Gewicht hat wie das stark gewölkte Stück C , so daß also die Wolkenbildung weder durch Luft- oder Gasräume, noch auch durch spezifisch schwerere Fremdkörper zustande zu kommen scheint.

Die Unterschiede des spezifischen Gewichtes der verschiedenen Stücke hängen aber ferner darnach auch anscheinend nicht mit ihrer verschieden starken Färbung zusammen, denn, wenn auch die stärker gefärbten Stücke P_1 , P_2 und P_3 der Tab. 2 eine erheblich größere Dichte haben als das schwach gefärbte Stück P , so ist

andererseits wieder das NaturberNSTeinstück *B*, trotzdem es eine noch etwas größere Dichte hat als die Stücke P_1 , P_2 und P_3 , in seinen klar durchsichtigen Teilen doch sogar schwächer gefärbt als das Stück *P* mit seiner so sehr viel kleineren Dichte.

Somit bleibt also die Ursache der verschiedenen Dichte dieser Stücke noch durchaus im unklaren.

Sie ist nämlich auch nicht etwa durch Beobachtungsfehler zu erklären, über deren Größe nämlich die in Tab. 3 gegebene Zusammenstellung der für die drei wichtigeren Stücke *A*, *C* und *P* unter möglichst verschiedenen Bedingungen ausgeführten je drei Einzelversuche zusammen mit ihren Mittelwerten Auskunft gibt.

Tabelle 3

Einzel- und Mittelwerte des spezifischen Gewichtes der drei BerNSTeinstücke *A*, *C* und *P*

Versuch	1	2	3	Mittel
Stück <i>A</i>	1,0692	1,0699	1,0700	1,0697
" <i>C</i>	1,0684	1,0702	1,0698	1,0695
" <i>P</i>	1,0610	1,0627	1,0615	1,0617

Während also hiernach der Unterschied der für dasselbe Stück gefundenen Einzelwerte im höchsten Falle 18 Einheiten der letzten Dezimale beträgt, unterscheiden sich die Mittelwerte für *A* und *P* um 80 und die für *A* und *C* nur um 2 Einheiten dieser Dezimale, so daß also der oben in dieser Beziehung hervorgehobene sehr große Unterschied von *A* und *P* sowie auch der sehr geringe von *A* und *C* wohl nicht bezweifelt werden kann.

Kommen wir sodann zu der uns hier hauptsächlich interessierenden Frage nach dem Unterschied des elektrischen Isolationsvermögens des NaturberNSTeins und des PreßberNSTeins in trockener und feuchter Luft, so bin ich nur in dieser Hinsicht durch eine sehr große Zahl von Versuchen zu dem Schluß gelangt, daß ein solcher Unterschied überhaupt nicht besteht, und daß also die eingangs festgestellte starke Meinungsverschiedenheit der genannten Physiker einerseits und der Königsberger BerNSTeingesellschaft andererseits in dieser Angelegenheit sich dahin entscheidet, daß hier beide Parteien im Unrecht sind, insofern die eine den PreßberNSTein im Vergleich zum NaturberNSTein stark unter- und die andere ihn stark überschätzt hat.

Die große Unsicherheit in dieser Hinsicht dürfte ferner hauptsächlich daher rühren, daß die fragliche Eigenschaft unseres Stoffes, wie meine Versuche weiter gezeigt haben, in ganz außerordentlich starkem Maße von der Beschaffenheit seiner Oberfläche, bei einer

polierten Fläche z. B. auch von der Art des dabei benutzten Poliermittels abhängt. Die Königsberger Gesellschaft gibt in dieser Beziehung für die Bearbeitung ihres Preßbernsteins folgende Vorschriften:

„Schleifen erfolgt auf einer mit Bimssteinpulver und Öl präparierten Filzscheibe.

Polieren: Hochglanzpolitur ist erforderlich, um eine erstklassige Isolierfähigkeit des Stückes zu erzielen. Man erhält Hochglanzpolitur mittels einer Filzscheibe, die gleichmäßig mit geöltem Tripel bestrichen ist. Besonders guten und feststehenden Glanz erreicht man durch Nachpolieren mit Kalk und etwas Spiritus.“

Bei meinen zunächst zu beschreibenden Versuchen wurden nun die geschliffenen Stücke *A*, *B*, *C* und *P* auf einer mit Tripel und etwas Paraffinöl bestrichenen Filzscheibe frisch poliert, dann nacheinander in den Deckel meiner Luftkammer eingesetzt und nun jedes Stück sowohl in getrockneter wie in stark angefeuchteter Außenluft untersucht, indem diese Luft in ersterem Falle durch das CaCl_2 -Rohr *R* der Abb. 1 in II in die auf weniger als 1 mm Druck evakuierte leere und im zweiten ohne jenes Rohr in die auf ihrem Boden mit 10 ccm destilliertem Wasser beschickte und dann soweit als möglich evakuierte Kammer — vgl. in dieser Beziehung II, S. 236 — jedesmal in ganz langsamer Strömung eingelassen wurde. Mit jeder dieser beiden Luftarten wurden 5 Einzelversuche mit positiver und ebensoviel mit negativer Ladung des Zerstreuungskörpers der Kammer gemacht, indem bei jedem Einzelversuch die Abfallszeit t_5 des Elektrometerfadens für einen Bereich von 5 Skt. der Okularskala des Instrumentes bestimmt wurde. (Näheres vgl. I, S. 330 und II, S. 239.) Aus den Einzelwerten der t_5 wurden dann die Mittel gebildet, die sich für positive und negative Ladung stets nur wenig unterschieden, so daß deshalb in der folgenden Tab. 4 nur die Gesamtmittel der t_5 -Werte — und zwar für feuchte Luft auch nur die nach eintägigem Stehen des Apparates mit dieser Luft — angegeben sind.

Tabelle 4

Gesamtmittel der t_5 -Werte für die vier mit ölhaltigem Tripel frisch polierten Bernsteinstücke *A*, *B*, *C* und *P* — und zwar für feuchte Luft nur die nach eintägigem Stehen des Apparates mit dieser Luft

Stück	Getrocknete Luft in Sek.	Feuchte Luft in Sek.
<i>A</i>	220,5	215,2
<i>B</i>	300,5	307,0
<i>C</i>	290,8	297,4
<i>P</i>	299,4	302,4

Die Werte der t_5 unterscheiden sich hier für getrocknete und für feuchte Luft nach eintägigem Stehen des Apparates mit letzterer bei allen vier Bernsteinstücken nur sehr wenig, während bei den in II für das Preßbernsteinstück P mitgeteilten gleichartigen Versuchen die Abfallszeit t_{10} für 10 Skt. des Elektrometers für getrocknete Luft im Mittel der beiden Versuchsreihen 126 und 127 435,3 Sek., nach eintägigem Stehen des Apparates mit feuchter Luft in der Kammer nach den Versuchsreihen 132 und 133 daselbst aber nur etwa 20 Sek. betrug. Die Isolation des Stückes P war also damals nach eintägigem Stehen in feuchter Luft auf etwa $\frac{1}{20}$ gesunken, während sie bei den jetzigen in Tab. 4 angeführten, unter anscheinend den gleichen Verhältnissen angestellten Versuchen so gut wie konstant geblieben war.

Dieser gewaltige Unterschied in dem damaligen und dem jetzigen Verhalten des Preßbernsteinstückes P konnte nun meines Erachtens nur daher rühren, daß das Stück diesmal unmittelbar vor den Versuchen frisch mit geöltem Tripel poliert worden und daß dabei auf seiner Oberfläche eine schwache Ölschicht haften geblieben war, welche die der Kammerluft zugewandte Oberfläche des Stückes gegen die Feuchtigkeit dieser Luft geschützt hatte; und das gleiche mußte dann hier wahrscheinlich auch bei den drei anderen in Tab. 4 noch aufgeführten Naturbernsteinstücken A , B und C der Fall gewesen sein.

Um die Richtigkeit dieser Vermutung zu prüfen, wurde jedes der vier Stücke, um für weitere, den Versuchen der Tab. 4 entsprechende Versuche die angenommene Ölschicht zu entfernen, nacheinander je einige Minuten in Äther, Alkohol und destilliertem Wasser gebadet und dann längere Zeit in warmer Luft getrocknet, wobei besonders darauf geachtet wurde, daß die der Kammerluft auszusetzende Oberfläche der Stücke nicht berührt wurde.

Unter diesen Umständen ergaben sich dann damit die in Tab. 5 angeführten Werte der t_5 , deren Bedeutung hier die gleiche ist wie in der Tab. 4.

Tabelle 5

Gesamtmittel der t_5 -Werte für die in Äther, Alkohol und Wasser gebadeten und dann in warmer Luft getrockneten Bernsteinstücke A , B , C und P .
Bedeutung der Zahlen die gleiche wie die der Tab. 4

Stück	Getrocknete Luft in Sek.	Feuchte Luft in Sek.
A	206,0	etwa $\frac{1}{4}$
B	180,5	etwa $\frac{1}{13}$
C	211,1	etwa $\frac{1}{2}$
P	168,2	3,4

Durch die beschriebene Behandlung der vier Stücke ist also ihr Isolationsvermögen zwar auch für getrocknete Luft nicht unerheblich gesunken, für feuchte Luft aber so gut wie vollständig zusammengebrochen — und zwar für die drei Naturbernsteinstücke *A*, *B* und *C* sogar noch etwas stärker als für das Preßbernsteinstück *P*, so daß also hierdurch nicht bloß die obige Vermutung, daß bei den Versuchen der Tab. 4 die fragliche Oberfläche der Stücke durch den Ölgehalt des Poliermittels gegen die Feuchtigkeit der Kammerluft geschützt worden ist, sondern auch die weiter oben aufgestellte Behauptung, daß ein Unterschied des Isolationsvermögens des Naturbernst eins und des Preßbernst eins gegenüber trockener und feuchter Luft überhaupt nicht existiert, schon eine recht gute Bestätigung erhält.

Die in Tab. 5 auftretenden ziemlich großen Unterschiede der t_5 -Werte für die vier Stücke untereinander sind nämlich so gut wie bedeutungslos, da sie hier, wie spätere Versuche gezeigt haben, daher rühren, daß die fraglichen Flächen der Stücke nach dem Baden in den genannten Lösungsmitteln überhaupt nicht berührt wurden. Durch die beschriebenen Bäder wurde nämlich zwar das Öl des Poliermittels entfernt, nicht aber der zugleich damit in die Flächen eingeriebene Tripel, der dann nach dem letzten Bad als eine Verunreinigung der Flächen auf ihnen sitzen blieb, von der dann nicht bloß die starken Unterschiede der t_5 -Werte der Stücke in feuchter und trockener Luft, sondern weiter auch die Tatsache herrührte, daß diese Werte in trockener Luft in Tab. 5 erheblich kleiner sind als in Tab. 4. Richtiger wäre es daher gewesen, die fraglichen Flächen der Stücke nach der beschriebenen Behandlung noch mit einem sauberen und trockenen Tuch gehörig abzureiben.

Zur Bestätigung dieser Ausführungen möge hier von vielen ähnlichen Versuchen in Tab. 6 nur noch der in dieser Art ausgeführte genauere Vergleich der vollkommen klaren Fläche des Naturbernst einstückes *A* mit einer der beiden Grundflächen des Preßbernst einstückes *P* hinsichtlich ihres Isolationsvermögens in getrockneter und in feuchter Luft angeführt werden. Die Flächen waren, nachdem sie in der beschriebenen Weise von einer etwa

Tabelle 6

Gesamtmittel der t_5 -Werte für die von etwaiger Ölschicht befreiten und mit Wiener Kalk und Spiritus nachpolierten beiden Bernsteinstücke *A* und *P*.
Bedeutung der Zahlen wie die der Tab. 4

Stück	Getrocknete Luft in Sek.	Feuchte Luft in Sek.
<i>A</i>	252,6	20,3
<i>P</i>	279,6	13,9

noch darauf haftengebliebenen Ölschicht befreit worden waren, anschließend noch auf einem sauberen trockenen Wolltuch mit Wiener Kalk und etwas Spiritus auf Hochglanz poliert und dann mit einem trockenem, sauberen Wolltuch endgültig gereinigt.

Es ergaben sich also hier zunächst in getrockneter Luft für t_g ungefähr die gleichen hohen Werte wie in Tab. 4 für B , C und P — der niedrigere Wert für A in Tab. 4 dürfte auch dort von einer Verunreinigung der fraglichen Fläche herrühren —; nach eintägigem Stehen in sehr feuchter Luft aber auch hier wieder ein nahezu vollkommener Zusammenbruch des Isolationsvermögens — und zwar bei beiden Stücken in fast dem gleichen Grade —, so daß also dadurch in besonders deutlicher Weise vor Augen geführt wird, daß sich der Naturbernstein selbst in seiner vollkommensten Gestalt in dieser Beziehung nicht anders verhält als der Preßbernstein.

Es sei ferner noch erwähnt, daß, als hierbei das Preßbernsteinstück zunächst mit ölhaltigem Tripel und daran unmittelbar anschließend mit Wiener Kalk und Spiritus nachpoliert worden war, ohne also inzwischen die von der ersten Politur etwa haften gebliebene Ölschicht in der beschriebenen Weise zu entfernen, sich dann an Stelle der beiden in der Tab. 6 für P angegebenen t_g -Werte die Zahlen 269,5 und 263,9 Sek. ergaben, d. h. daß dann nicht jener starke Abfall des Isolationsvermögens des Stückes nach eintägigem Stehen in feuchter Luft auftrat wie in Tab. 6, so daß die durch das Polieren mit ölhaltigem Tripel auf der Bernsteinoberfläche haften gebliebene Ölschicht nicht etwa durch Nachpolieren mit Wiener Kalk und Spiritus entfernt wird.

Durch weitere vergleichende Versuche der in Tab. 6 wieder gegebenen Art wurde ferner noch festgestellt, daß auch die beschriebenen Naturbernsteinstücke A , B und C — und zwar insbesondere auch das klare Stück A und das stark gewölkte Stück C — sich untereinander in der fraglichen Hinsicht nicht merklich unterscheiden, so daß also die hiermit nachgewiesene *Hygroskopie des Bernsteins als eine ihm in allen seinen Modifikationen anhaftende und daher anscheinend unabänderliche Eigenschaft dieses Stoffes anzusehen ist.*

Auch der „Geiteleffekt“, dessen Aufklärung ja die ursprüngliche Veranlassung zu allen diesen Versuchen bildete, ist ja nach seiner in II nachgewiesenen und hier eingangs nochmals kurz dargelegten Entstehungsweise nichts anderes als eine schwache Äußerung dieser Hygroskopie.

Allerdings läßt sich nun diese Unvollkommenheit des Bernsteins als Isolierungsmittel, wie z. B. die Zahlen der Tab. 4 zeigen, da-

durch bekämpfen, daß man die der feuchten Luft auszusetzende Oberfläche des Stoffes mit einem ölhaltigen Poliermittel bearbeitet — auch ein Bepinseln der Fläche mit Paraffinöl selbst, sowie auch ein Überzug mit festem Paraffin — erfüllt nach meinen Versuchen den gleichen Zweck; immerhin handelt es sich aber dann eben nicht mehr um eine reine Bernsteinoberfläche.

Zusammenfassung

Es wird hier gezeigt, daß eine reine Bernsteinoberfläche sich in feuchter Luft als ein unvollkommener elektrischer Isolator erweist und also als hygroskopisch anzusehen ist, und daß dies in gleichem Grade für Naturbernsteine und für Preßbernstein gilt.

Auch in bezug auf das spezifische Gewicht zeigten beide Modifikationen dieses Stoffes keine grundsätzlichen Unterschiede; denn bei beiden schwankte diese Größe zwischen 1,06 und 1,08. Die Ursache dieser Schwankungen ist bisher nicht geklärt.

Hamburg, Physikalisches Staatsinstitut, im Juni 1941.

(Eingegangen 28. Juni 1941)

de
uch
hen
icht

sich
weist
chem

Modi-
denn
Die